



La comète Hale-Bopp à l'interféromètre du Plateau de Bure : étude de la distribution du monoxyde de carbone

Florence Henry

► To cite this version:

Florence Henry. La comète Hale-Bopp à l'interféromètre du Plateau de Bure : étude de la distribution du monoxyde de carbone. Planétologie et astrophysique de la terre [astro-ph.EP]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2003. Français. <tel-00639159>

HAL Id: tel-00639159

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00639159>

Submitted on 8 Nov 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

École Doctorale
d'Astronomie et d'Astrophysique d'Ile de France

THÈSE DE DOCTORAT

Spécialité

ASTROPHYSIQUE

présentée par

FLORENCE HENRY

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS VI

La comète Hale-Bopp
à l'interféromètre du Plateau de Bure :
étude de la distribution du monoxyde de carbone

Soutenue le 23 juin 2003 devant le jury composé de :

Dominique Bockelée-Morvan	Observatoire de Paris	Directrice de thèse
Didier Despois	Observatoire de Bordeaux	Rapporteur
Anne Dutrey	Observatoire de Grenoble	Rapporteur
Pierre Encrenaz	Université Paris VI	Examineur
Laurent Jorda	Laboratoire d'Astrophysique de Marseille	Examineur
Emmanuel Lellouch	Observatoire de Paris	Examineur



Remerciements

*J*e tiens d'abord tout naturellement à remercier *Dominique Bockelée-Morvan* qui a dirigé mes travaux de recherche et avec qui cela toujours été un plaisir de travailler. Elle a su me laisser l'indépendance dont j'avais besoin, tout en restant d'une très grande disponibilité. Je remercie également *Jacques Crovisier*, qui avait encadré mon stage de DEA, et qui m'a initiée à la physique cométaire. J'ai tout particulièrement été touchée par la confiance que tous deux ont placé en moi dès mon arrivée dans l'équipe *Comètes*.

Mes remerciements iront ensuite à tous les membres de l'*A.A.A.A.* (l'Association des Anciens et des Amis d'*Arpèges*, pour les non-initiés). Leur bonne humeur collective et communicative a jalonné mes quatre années de thèse et les divers pique-niques resteront à jamais des moments inoubliables. On ne pourrait mener une thèse dans de meilleures conditions.

Merci également à *Raphaël Moreno*, qui m'a initiée à l'interférométrie millimétrique et à ses méthodes d'analyse, ainsi qu'à *Robert Lucas*, pour leur expertise et l'aide précieuse qu'ils m'ont apporté de nombreuses fois.

J'ai aussi une pensée émue pour *Jörn Wink*, décédé peu après le début de ma thèse, et qui avait opéré la campagne d'observations de la comète Hale-Bopp au Plateau de Bure. Avant de quitter l'IRAM, il avait également traité au maximum les données afin que ma thèse se déroule le mieux possible. Je regrette de ne pas l'avoir connu.

Je remercie également *Anne Dutrey* et *Didier Despois* pour avoir accepté de rapporter ce travail, ainsi que pour les nombreuses améliorations qu'ils ont apporté à ce manuscrit. Merci également à *Emmanuel Lellouch* et *Laurent Jorda* pour avoir relu cette thèse, ainsi qu'à *Pierre Encrenaz* pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury.

Cette thèse est le fruit de l'éducation que m'ont prodigué *mes parents*. Qu'ils en soient chaleureusement remerciés. Merci enfin à *Manu*, mon compagnon dans la vie, pour m'avoir soutenue jour après jour. Sans eux, je ne serais pas devenue ce que je suis aujourd'hui.

Table des matières

Introduction	1
Chapitre 1 Les comètes	5
1.1 Un peu d'histoire	5
1.1.1 Des observations astrologiques...	5
1.1.2 ...aux observations astronomiques	6
1.2 Le nom et la trajectoire des comètes	6
1.2.1 La nomenclature des comètes	6
1.2.2 L'orbite cométaire	7
1.3 Caractéristiques physiques	8
1.3.1 Le noyau	8
1.3.2 La chevelure ou coma	10
1.3.3 Les queues	11
1.4 Formation et évolution	11
1.4.1 Formation du système solaire	12
1.4.2 Formation des comètes	14
1.4.3 Évolution des comètes	14
Bibliographie	16
Chapitre 2 L'interférométrie millimétrique	19
2.1 La Radio Astronomie	19
2.1.1 Un peu d'histoire	19
2.1.2 Grandeurs utilisées en radioastronomie	20
2.1.3 Description d'une antenne radio (sub-)millimétrique	21
2.2 Principe de l'interférométrie	28
2.2.1 Le principe de Huygens-Fresnel	28
2.2.2 Forme de l'onde observée	28
2.2.3 Fonction de cohérence spatiale de l'onde	29
2.3 Calcul de la distribution de brillance d'une source à partir des visibilités	30
2.3.1 Conditions nécessaires à l'inversion	30
2.3.2 Problèmes dus à l'échantillonnage discret	30
2.3.3 Effet de la forme du lobe primaire	31
2.4 L'interférométrie en pratique	31
2.4.1 Couverture uv	31
2.4.2 Réalisation d'une carte à partir des visibilités	33

Bibliographie	36
Chapitre 3 Les comètes en spectroscopie radio	37
3.1 Observations des molécules mères	37
3.1.1 L'eau	37
3.1.2 Les autres molécules mères	38
3.2 Observation du radical OH	38
3.3 Les observations cométaires en interférométrie radio	39
3.3.1 Le Very Large Array (VLA)	39
3.3.2 L'interféromètre de BIMA	39
3.3.3 L'interféromètre d'OVRO	40
3.3.4 L'interféromètre du Plateau de Bure de l'IRAM	40
Bibliographie	41
Chapitre 4 Observations de la comète Hale-Bopp au Plateau de Bure	45
4.1 Hale-Bopp : une comète pas comme les autres ?	45
4.2 La rotation du noyau	47
4.3 Conditions générales d'observations	48
4.3.1 Configuration des antennes	50
4.3.2 Éphémérides	50
4.4 Traitement des données	52
4.4.1 Étalonnage	52
4.4.2 Cartographie	53
Bibliographie	54
Chapitre 5 Les observations du monoxyde de carbone dans la comète Hale-Bopp	59
5.1 Observations on-off	60
5.1.1 Les spectres	60
5.1.2 Analyse du profil des raies	60
5.1.3 Analyse de l'aire de raie	63
5.1.4 Analyse temporelle des spectres on-off	67
5.1.5 Interprétation	68
5.2 Cartes interférométriques	72
5.2.1 Les cartes moyennées sur la journée	72
5.2.2 Évolution temporelle des cartes	76
5.2.3 Conclusions	78
5.3 Les visibilitées	79
5.3.1 Visibilités attendues pour une distribution isotrope du gaz	79
5.3.2 Visibilités observées au Plateau de Bure	81
5.4 Les spectres interférométriques	83
5.5 Conclusions	89
Bibliographie	89

Chapitre 6	Modélisation de l'atmosphère de CO	93
6.1	Description du modèle de coma interne	93
6.1.1	Modèle de coma interne sans rotation	94
6.1.2	Ajout de la rotation	100
6.1.3	Récapitulatif : paramètres du modèle	101
6.2	Simulation des observations	101
6.2.1	Calcul des densités locales et de la distribution de brillance	102
6.2.2	Simulation des observations on-off	104
6.2.3	Simulation des observations interférométriques	105
	Bibliographie	105
Chapitre 7	Analyse des simulations	107
7.1	Visibilités obtenues pour un jet dans le plan du ciel	108
7.1.1	Jet rectiligne	108
7.1.2	Jet en rotation	109
7.2	Influence des paramètres libres sur les décalages spectraux on-off	112
7.2.1	Influence sur l'heure d'annulation ascendante t_0	112
7.2.2	Influence sur l'amplitude \mathcal{A}	114
7.2.3	Influence sur la vitesse centrale v_0	116
7.2.4	Interprétation	117
7.3	Évolution temporelle des décalages spectraux interférométriques	120
7.4	Évolution temporelle des visibilités	130
7.5	Comparaison des cartes simulées et des observations	136
7.6	Résumé des résultats	138
Chapitre 8	Etude du cas d'une source étendue	143
8.1	Modèle isotrope	144
8.2	Modèle avec un jet	154
	Bibliographie	155
Conclusion		157
	Bibliographie	160
Annexe A	Quelques démonstrations mathématiques	163
A.1	Expression du diagramme de rayonnement	163
A.2	Relation entre le lobe de l'antenne et la surface collectrice efficace	164
A.3	Calcul à deux dimensions de la TF d'une fonction en $1/r$	165
Annexe B	Mode d'emploi pratique du modèle	167
B.1	Simulation d'une table uv correspondant à un instantané de la coma	167
B.1.1	Fichiers de configuration	167
B.1.2	Fichiers de sortie du modèle	171
B.2	Réalisation d'une table uv composite	172
	Bibliographie	172

Annexe C Données simulées par le modèle	175
C.1 Modèle $\ell = 10^\circ$, $\Psi = 11.9^\circ$, $f_{co} = 33.6\%$, $\theta_\omega = 80^\circ$, $ap_\omega = 210^\circ$	176
C.2 Modèle $\ell = 20^\circ$, $\Psi = 18.3^\circ$, $f_{co} = 35.5\%$, $\theta_\omega = 80^\circ$, $ap_\omega = 210^\circ$	180
C.3 Modèle $\ell = 30^\circ$, $\Psi = 33.1^\circ$, $f_{co} = 47.8\%$, $\theta_\omega = 80^\circ$, $ap_\omega = 210^\circ$	184
C.4 Modèle $\ell = 20^\circ$, $\Psi = 18.3^\circ$, $f_{co} = 35.5\%$, $\theta_\omega = 80^\circ$, $ap_\omega = 200^\circ$	188
C.5 Modèle $\ell = 20^\circ$, $\Psi = 18.3^\circ$, $f_{co} = 35.5\%$, $\theta_\omega = 80^\circ$, $ap_\omega = 220^\circ$	192
Références bibliographiques	197
Publications	205

Liste des tableaux

1.1	Abondances des molécules mères	9
3.1	Chronologie des détections des molécules mères	38
4.1	Période de rotation du noyau	47
4.2	Axe de rotation du noyau	48
4.3	Log des observations	50
4.4	Détail des configurations utilisées	50
4.5	Éphéméride de la comète Hale-Bopp	52
4.6	Facteurs de conversion interférométriques	53
4.7	S/T_A^* , rendements en lobe et en lobe avant	53
5.1	Caractéristiques moyennes et numérotation des lignes de base.	60
5.2	Aires de raies	67
5.3	Ajustements des décalages spectraux	68
5.4	Ajustements des décalages spectraux interférométriques	88
7.1	Tableau de variation des paramètres libres	112
7.2	Courbes $f_{co}(\Psi)$	117
7.3	Tableau synoptique des paramètres ad hoc	119
7.4	χ^2 entre les décalages spectraux interférométriques et leur ajustement	123
7.5	Tableau comparatif des ajustements aux décalages spectraux	125
7.6	Décalages horaires entre decalages spectraux	127
7.7	Évolution de t_0 on-off avec le diamètre du lobe	129
7.8	χ^2 entre les visibilités observées et simulées	137
7.9	Position des centres photométriques des cartes simulées	140
8.1	pentés calculées pour les modèles isotropes	145
8.2	Flux observés	153
8.3	Flux modélisés	153
8.4	pentés calculées pour des coma dotées d'un jet	155

C.1.1	Modèle $\ell = 10^\circ$, $\Psi = 11.9^\circ$, $f_{co} = 33.6\%$, $\theta_\omega = 80^\circ$, $ap_\omega = 210^\circ$: Résultats	
	caractéristiques	176
C.2.1	Modèle $\ell = 20^\circ$, $\Psi = 18.3^\circ$, $f_{co} = 35.5\%$, $\theta_\omega = 80^\circ$, $ap_\omega = 210^\circ$: Résultats	
	caractéristiques	180
C.3.1	Modèle $\ell = 30^\circ$, $\Psi = 33.1^\circ$, $f_{co} = 47.8\%$, $\theta_\omega = 80^\circ$, $ap_\omega = 210^\circ$: Résultats	
	caractéristiques	184
C.4.1	Modèle $\ell = 20^\circ$, $\Psi = 18.3^\circ$, $f_{co} = 35.5\%$, $\theta_\omega = 80^\circ$, $ap_\omega = 200^\circ$: Résultats	
	caractéristiques	188
C.5.1	Modèle $\ell = 20^\circ$, $\Psi = 18.3^\circ$, $f_{co} = 35.5\%$, $\theta_\omega = 80^\circ$, $ap_\omega = 220^\circ$: Résultats	
	caractéristiques	192

Liste des figures

1.1	Extrait d'un livre chinois du IV ^{ème} siècle av. J.C.	6
1.2	La tapisserie de Bayeux	6
1.3	Éléments orbitaux	7
1.4	Le noyau de la comète de Halley	10
1.5	Le noyau de la comète Borrelly	10
1.6	Processus physiques de l'activité cométaire	11
1.7	Mécanisme de la création des queues cométaires	12
1.8	Étapes de la formation d'une étoile de type solaire	13
1.9	Représentation du système solaire actuel	13
1.10	La désintégration de la comète C/1999 S4	15
2.1	Guglielmo Marconi	20
2.2	Karl Jansky	20
2.3	Le télescope de Reber	20
2.4	Vue aérienne du radiotélescope de Nançay	22
2.5	Antenne de 30 m de l'IRAM	22
2.6	Diagramme de puissance d'une antenne	23
2.7	Shéma d'un récepteur hétérodyne	26
2.8	Illustration du principe de Huygens.	28
2.9	Exemple de couverture <i>uv</i>	33
2.10	Lobe sale associé	33
3.1	Vue aérienne du VLA	40
3.2	Photo du BIMA array	40
3.3	Photo du OVRO millimetre array.	40
3.4	Vues du Plateau de Bure	40
4.1	Image du Pic du Midi le 14 avril 1997.	46
4.2	Image du Pic du Midi le 15 avril 1997.	46
4.3	Représentation schématique des angles d'aspect et de position	47
4.4	Représentation en 3D des axes de rotation	49
4.5	Représentation de l'interféromètre du Plateau de Bure	51
5.1	configuration C1 des antennes du Plateau de Bure	59
5.2	Spectres on-off de CO	61

5.3	Évolution des spectres de CO	61
5.4	Évolution des populations relatives des niveaux de CO	64
5.5	Courbe des décalages spectraux pour CO $J(2-1)$ et $J(1-0)$	68
5.6	Schéma de la comète Hale-Bopp	69
5.7	Schéma comète 2	69
5.8	Schéma comète 3	69
5.9	Cartes de distribution de brillance de CO	73
5.10	Cartes spectrales de CO $J(2-1)$	74
5.11	Cartes spectrales de CO $J(1-0)$	75
5.12	Schéma des périodes d'observation	76
5.13	Évolution temporelle des cartes interférométriques	77
5.14	Évolution des maxima	78
5.15	Visibilités attendues	81
5.16	Évolution temporelle des visibilités de CO $J(2-1)$	82
5.17	Évolution temporelle des visibilités de CO $J(1-0)$	82
5.18	Spectres interférométriques	85
5.19	Intervalle de temps pour les moyennes glissantes	86
5.20	Décalages spectraux des spectres interférométriques	87
5.21	Évolution des heures d'annulations ascendantes en fonction des rayons uv	88
6.1	Repère ($Oxyz$) centré sur la comète	95
6.2	Repères utilisés	96
6.3	Représentation de la distribution du CO dans un modèle	98
6.4	Échantillonnage réel et dans l'espace de Fourier	103
7.1	Visibilités simulées en fonction de σ	108
7.2	Visibilités simulées en fonction de \widehat{uv}	109
7.3	Canal central de la figure précédente	110
7.4	Visibilités pour un jet ($\Psi = 20^\circ$, $\theta = 30^\circ$, $\phi = 90^\circ$)	111
7.5	Similitudes entre densités de colonne et visibilités	111
7.6	Évolution temporelle des spectres on-off synthétisés	113
7.7	Variations de \mathcal{A} en fonction de θ_ω , f_{co} et Ψ	114
7.8	Variations de \mathcal{A} en fonction de ℓ	115
7.9	Variations de v_0 en fonction de Ψ et ℓ	116
7.10	Couples (f_{co}, Ψ) ad hoc	119
7.11	Spectres interférométriques synthétiques	121
7.12	Cartes des décalages spectraux interférométriques	122
7.13	Évolutions temporelles des décalages spectraux interférométriques	123
7.14	Courbes des décalages spectraux interférométriques simulés	126
7.15	Couverture uv	128
7.16	Cartes des heures d'annulation ascendante dans le plan de Fourier	129
7.17	Évolution de t_0 avec le diamètre du lobe des antennes	130
7.18	Évolution de l'heure d'annulation ascendante avec le rayon uv	131

7.19 Évolution de la pente des visibilitées simulées	132
7.20 Évolution temporelle des visibilitées simulées (1)	132
7.21 Évolution temporelle des visibilitées simulées (2)	134
7.22 Évolution temporelle des visibilitées simulées (3)	134
7.23 Évolution temporelle des visibilitées simulées (4)	135
7.24 Évolution temporelle des visibilitées observées	135
7.25 Comparaison des visibilitées simulées et observées	136
7.26 Carte interférométrique simulée	138
7.27 Évolution temporelle des cartes interférométriques simulées	139
7.28 Évolution des centres photométriques moyens	140
8.1 Profil radial des visibilitées observées et simulées pour CO $J(2-1)$ (1)	146
8.2 Idem en échelle log-log	146
8.3 Profil radial des visibilitées observées et simulées pour CO $J(2-1)$ (2)	147
8.4 Idem en échelle log-log	147
8.5 Profil radial des visibilitées observées et simulées pour CO $J(2-1)$ (3)	148
8.6 Idem en échelle log-log	148
8.7 Profil radial des visibilitées observées et simulées pour CO $J(1-0)$ (1)	149
8.8 Idem en échelle log-log	149
8.9 Profil radial des visibilitées observées et simulées pour CO $J(1-0)$ (2)	150
8.10 Idem en échelle log-log	150
8.11 Profil radial des visibilitées observées et simulées pour CO $J(1-0)$ (3)	151
8.12 Idem en échelle log-log	151
8.13 Évolution de la T_{rot} équivalente avec le rayon uv	153
A.1.1 Figure de lobe d'une antenne parfaite	164
B.1.1 Schéma des programmes et des fichiers utilisés	168
B.2.1 Schéma de l'organisation des programmes et des fichiers	173
C.1.1 Modèle $\ell = 10^\circ$, $\Psi = 11.9^\circ$, $f_{co} = 33.6\%$, $\theta_\omega = 80^\circ$, $ap_\omega = 210^\circ$: on-off	176
C.1.2 Évolution temporelle des décalages spectraux interférométriques.	177
C.1.3 Cartes des décalages spectraux interférométriques.	178
C.1.4 Visibilités.	179
C.1.5 Comparaison visibilitées simulées et observées.	179
C.2.1 Modèle $\ell = 20^\circ$, $\Psi = 18.3^\circ$, $f_{co} = 35.5\%$, $\theta_\omega = 80^\circ$, $ap_\omega = 210^\circ$: on-off	180
C.2.2 Évolution temporelle des décalages spectraux interférométriques.	181
C.2.3 Cartes des décalages spectraux interférométriques.	182
C.2.4 Visibilités.	183
C.2.5 Comparaison visibilitées simulées et observées.	183
C.3.1 Modèle $\ell = 30^\circ$, $\Psi = 33.1^\circ$, $f_{co} = 47.8\%$, $\theta_\omega = 80^\circ$, $ap_\omega = 210^\circ$: on-off	184
C.3.2 Évolution temporelle des décalages spectraux interférométriques.	185
C.3.3 Cartes des décalages spectraux interférométriques.	186
C.3.4 Visibilités.	187

C.3.5 Comparaison visibilitées simulées et observées.	187
C.4.1 Modèle $\ell = 20^\circ$, $\Psi = 18.3^\circ$, $f_{co} = 35.5\%$, $\theta_\omega = 80^\circ$, $ap_\omega = 200^\circ$: on-off	188
C.4.2 Évolution temporelle des décalages spectraux interférométriques.	189
C.4.3 Cartes des décalages spectraux interférométriques.	190
C.4.4 Visibilités.	191
C.4.5 Comparaison visibilitées simulées et observées.	191
C.5.1 Modèle $\ell = 20^\circ$, $\Psi = 18.3^\circ$, $f_{co} = 35.5\%$, $\theta_\omega = 80^\circ$, $ap_\omega = 220^\circ$: on-off	192
C.5.2 Évolution temporelle des décalages spectraux interférométriques.	193
C.5.3 Cartes des décalages spectraux interférométriques.	194
C.5.4 Visibilités.	195
C.5.5 Comparaison visibilitées simulées et observées.	195

Introduction

Depuis une vingtaine d'années, la spectroscopie millimétrique est un outil essentiel pour l'étude des comètes. Cette technique permet l'observation des molécules mères cométaires qui proviennent de la sublimation des glaces du noyau. Une vingtaine de molécules ont été ainsi identifiées par spectroscopie millimétrique ou submillimétrique, complétant les investigations faites dans le domaine infrarouge qui permettent l'observation de molécules dénuées de moment dipolaire. Ces mesures sur la composition chimique et isotopique des glaces cométaires fournissent des contraintes sur l'origine et la formation des comètes, et sur la composition de la nébuleuse primitive il y a 4.6 milliards d'années. Par ailleurs, l'évolution des taux de production moléculaires le long de l'orbite permet de mieux comprendre les processus de dégazage des noyaux et d'éventuels effets saisonniers.

La spectroscopie millimétrique est aussi très utile pour étudier la cinématique de l'atmosphère cométaire. La haute résolution spectrale, fournie par les techniques de spectroscopie hétérodyne, permet de résoudre les raies cométaires élargies par effet Doppler. Des informations uniques sur la vitesse du gaz et sur l'anisotropie de dégazage du noyau sont obtenues à partir de l'analyse des formes de raies. De plus, l'observation de plusieurs raies d'une même molécule permet d'accéder à la température du gaz observé.

Toutefois, l'observation des comètes en ondes radio présente quelques désavantages, notamment la faible résolution angulaire fournie par les antennes, tout au plus une dizaine de secondes d'arc si l'on se réfère à l'antenne de 30 m de l'IRAM. Ce pouvoir de résolution correspond à des distances sondées dans la coma de l'ordre de 3500 km par rapport au noyau, pour une comète à une Unité Astronomique (UA) de la Terre. Ceci limite toute étude et cartographie de la coma

interne, ainsi que la mise en évidence de variations à court terme du dégazage du noyau ou de la structure de la coma.

Le passage près de la Terre de la comète C/1995 O1 Hale-Bopp a mobilisé les astronomes sur des observations parfois très innovatrices et a conduit à de nombreux résultats nouveaux. Découverte au mois de Juillet 1995 à près de 7 UA du Soleil avec une activité exceptionnelle, cette comète est passée à son périhélie le 1^{er} avril 1997. Peu de temps après sa découverte, le monoxyde de carbone CO était détecté aux longueurs d'onde millimétriques, établissant que son activité distante résultait d'un fort dégazage de cette molécule. La campagne d'observations radio organisée par le groupe *Comètes* de l'Observatoire de Paris d'août 1995 à janvier 2002 a permis de suivre le dégazage de 9 molécules sur une grande gamme de distances héliocentriques. À partir de Septembre 1997, ces observations étaient faites au SEST avec une périodicité de 2 à 6 mois. J'ai conduit plusieurs de ces séquences d'observations qui ont permis de détecter le monoxyde de carbone en juillet 2001 à la distance record de 14 UA du Soleil. L'activité importante de la comète à son périhélie (sa production gazeuse excéda celle de la comète de Halley par un facteur 20) a été mise à profit pour la recherche de nouvelles molécules mères par spectroscopie radio.

L'extraordinaire activité de la comète Hale-Bopp a été aussi l'occasion d'entreprendre des observations en interférométrie millimétrique. Bien que l'interférométrie radio se soit développée dès le début des années 1960, son exploitation pour l'étude des comètes est longtemps restée marginale en raison de la faiblesse de leurs signaux radio. Plusieurs raies moléculaires ont été cartographiées avec l'interféromètre du Plateau de Bure de l'IRAM en mars 1997 dans la comète Hale-Bopp, avec des résolutions angulaires de 1 à 3 secondes d'arc. Cette thèse présente l'analyse des observations des raies $J(1-0)$ et $J(2-1)$ du monoxyde de carbone, à 115 GHz et 230 GHz, respectivement.

Outre le fait que le monoxyde de carbone soit le moteur de l'activité des comètes à grandes distances du soleil, son étude est intéressante pour de nombreuses raisons. En premier lieu, c'est une molécule très volatile, dont le taux de dégazage par rapport à celui de l'eau est extrêmement variable d'une comète à l'autre. Dans le cas de la comète Hale-Bopp, ce taux relatif était de 20% au périhélie. Des rapports CO/H₂O inférieurs au pourcent ont été mesurés pour certaines comètes. L'origine de cette diversité d'abondance et la façon dont le monoxyde de carbone coexiste avec la glace d'eau dans le noyau des comètes fait l'objet de débats. Des contraintes pourraient être obtenues à partir de la distribution du dégazage du monoxyde de carbone à la surface du noyau, en principe peu sensible aux effets diurnes. Un deuxième aspect pour lequel l'étude de la distribution spatiale du monoxyde de carbone est importante et nécessite une haute résolution angulaire concerne l'éventuelle présence d'une source étendue de CO dans la coma. Cette source étendue, de nature encore indéterminée (cela pourrait être des grains organiques), a été proposée pour expliquer la distribution radiale de densité de CO mesurée *in situ* dans la comète de Halley. Les observations infrarouges de CO dans la comète Hale-Bopp sont difficiles à interpréter sans la présence de cette source étendue, qui contribuerait à 50% de la production totale du CO observé dans la coma.

Le chapitre 1 présente un résumé de notre connaissance des comètes et de leur origine. Les principes de l'interférométrie millimétrique et les méthodes utilisées pour analyser les données sont résumés dans le chapitre 2. Un historique des observations radioastronomiques cométaires incluant celles utilisant l'interférométrie est donné dans le chapitre 3.

Le cœur du travail de thèse commence au chapitre 4. Les observations sont décrites et présentées dans les chapitres 4 et 5. Les données obtenues en mode antenne unique et en mode interférométrie mettent en évidence la présence d'un jet de CO, en rotation avec le noyau. Les raies présentent en effet des modulations temporelles dans leurs décalages spectraux, avec une périodicité égale à celle de la rotation du noyau. De plus, un déplacement du centre de brillance des cartes de CO est observé au cours des observations. Les limites actuelles de l'interférométrie à synthèse d'ouverture pour l'étude d'objets variables apparaissent, justifiant le développement d'un modèle d'atmosphère dépendant du temps et l'analyse directe des visibilitées. Ce modèle, qui simule un jet de CO spiralant autour du noyau au cours de sa rotation, et qui calcule des spectres et des visibilitées pour la configuration des antennes au moment des observations, est décrit dans le chapitre 6. Le modèle est confronté aux observations dans le chapitre 7, et les paramètres du modèle sont contraints. Dans le chapitre 8, les données sont analysées pour étudier l'origine de CO dans la coma. Le dernier chapitre discute les résultats et les perspectives.

Chapitre 1

Les comètes

1.1 Un peu d'histoire

1.1.1 Des observations astrologiques...

Observées depuis la haute antiquité, les comètes ont toujours fasciné ceux qui les regardaient à cause de leur aspect changeant et éphémère. En raison de leur chevelure, les grecs les nommèrent *komêtês*, ce qui signifie astre chevelu.

Les plus anciennes traces d'observations remontent au IV^{ème} siècle av. J.C. Il s'agit d'un livre de soie qui a été exhumé d'une ancienne tombe de la dynastie Han, à Mawangdui, en Chine, près de la ville de Chansha (Yeomans, 1991). Cet ouvrage, dont une partie est montrée en figure 1.1, présente 29 types de comètes, chacune associée à une prédiction. Ne comprenant pas l'origine de ces phénomènes célestes, la plupart des civilisations antiques leur prêtaient des significations prémonitoires. Ainsi, les morts de Jules César, d'Attila, de Mahomet, et d'Henri IV ont été expliquées par le passage d'une comète... parfois 3 ans auparavant ! La tapisserie de Bayeux (fragment reproduit en figure 1.2) immortalise la coïncidence du passage de la comète de Halley en 1066 avec la défaite du roi Harold contre Guillaume le Conquérant. Les croyances traversant les siècles, la dernière illustration de l'influence des comètes sur les hommes a eu lieu en 1997, avec le passage de la comète Hale-Bopp. Des membres de la secte américaine *Heaven's Gate* se sont donnés la mort, pour que leurs âmes puissent rejoindre un vaisseau spatial caché dans son sillage.



Figure 1.1 – Extrait d'un livre chinois, datant du VII^{ème} siècle, représentant différents types de comètes.



Figure 1.2 – Extrait de la tapisserie de Bayeux représentant la comète de Halley.

1.1.2 ...aux observations astronomiques

C'est Sénèque qui a le premier prédit que l'on trouverait un jour l'explication rationnelle du passage des comètes au-dessus de nos têtes. Les observations systématiques des astronomes chinois leur permirent, dès le VII^{ème} siècle, de tirer les premières conclusions scientifiques sur ces objets : ils ne brillent que lorsqu'ils sont proches du Soleil et leur queue pointe toujours dans la direction opposée au Soleil. Il faudra attendre le XVI^{ème} siècle pour que des conclusions identiques soient tirées en Occident.

La nature céleste, et non atmosphérique, des comètes a été révélée par Tycho Brahé en 1577, lorsqu'il mesure la parallaxe d'une comète : cette dernière est au moins 4 fois plus éloignée de la Terre que la Lune. Mais la trajectoire de ces petits corps reste encore énigmatique. S'appuyant sur les théories de Copernic et de Newton, Sir Edmund Halley montre que la comète qu'il observe en 1682 possède une orbite elliptique dont le Soleil occupe un des foyers, que cet objet est déjà passé près de la Terre en 1531 et 1607, et prédit son retour en 1758. Cette découverte constitua les fondations de la dynamique cométaire.

C'est alors la nature physique des comètes qui intéressa les astronomes. C'est à Fred Whipple (1950) que l'on doit le célèbre modèle de « boule de neige sale ». Selon lui, les comètes seraient des corps dont la taille est de l'ordre du kilomètre et composées principalement de glace d'eau et de poussières. Ce modèle a depuis été confirmé par l'exploration *in situ* de la comète de Halley par les sondes VEGA et Giotto en 1986.

1.2 Le nom et la trajectoire des comètes

1.2.1 La nomenclature des comètes

Depuis 1995, l'Union Astronomique Internationale (UAI) a mis en place une nouvelle nomenclature. L'ancienne avait le défaut de donner plusieurs noms différents à chaque comète, certains provisoires, et d'autres dépendant du passage. Chaque comète est identifiée par 5 éléments :

- ◇ son type
 - P/ pour une comète périodique (dont la période P est inférieure à 200 ans)

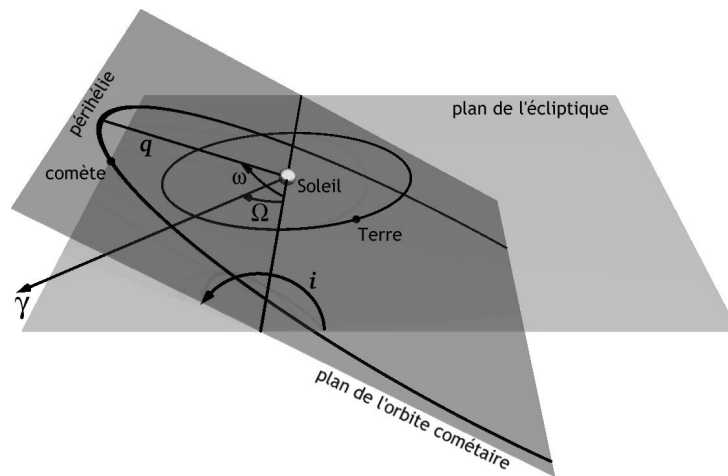


Figure 1.3 – Représentation des différents éléments orbitaux décrivant l'orbite d'une comète.

- C/ pour une comète avec $P > 200$ ans (appelée non périodique, car à l'échelle d'une vie humaine, on ne peut espérer voir 2 apparitions d'une même comète)
- D/ pour une comète disparue
- X/ pour une comète dont l'orbite est incertaine
- ◇ son année de découverte
- ◇ la quinzaine de l'année où elle a été découverte. Chaque quinzaine de l'année est identifiée par une lettre de l'alphabet. Ainsi, la 1^{ère} quinzaine de janvier correspond à la lettre A, la 2^{ème} à B, etc... jusqu'à Y qui correspond à la 2^{ème} quinzaine de décembre. La lettre I n'est pas utilisée pour éviter toute confusion avec le chiffre 1.
- ◇ le numéro du jour de découverte dans la quinzaine
- ◇ et éventuellement le nom du ou des découvreurs (2 au maximum) entre parenthèses

Ainsi, la comète découverte le 23 juillet 1995, par MM. Hale et Bopp, dont la période est de ~ 2500 ans, portera le nom de C/1995 O1 (Hale-Bopp).

Par ailleurs, l'UAI maintient la liste des comètes périodiques, classées dans l'ordre chronologique de détermination de leur orbite. Chacune de ces comètes possède donc un numéro de série unique qui est rajouté devant le P/ à partir du 2^{ème} passage. La comète de Halley ($P = 76$ ans) porte donc le nom de 1P/1682 Q1 (Halley).

1.2.2 L'orbite cométaire

Soumises au champ gravitationnel solaire, les comètes se déplacent selon une conique dont le Soleil occupe l'un des foyers. Cette conique est caractérisée par 6 paramètres appelés éléments orbitaux, et illustrés dans la figure 1.3 :

- ◇ la date T du passage au périhélie
- ◇ la distance héliocentrique q de la comète au périhélie
- ◇ l'argument ω du périhélie : angle entre la direction du périhélie et la ligne des nœuds. Chacun des 2 nœuds est l'intersection entre l'orbite cométaire et le plan de l'écliptique. La

ligne des nœuds est donc l'intersection entre le plan de l'écliptique et le plan de l'orbite cométaire.

- ◊ la longitude du nœud ascendant Ω : c'est l'angle entre la direction du point vernal (intersection de l'écliptique et de l'orbite terrestre, c'est aussi la position du Soleil à l'équinoxe de printemps) et celle du nœud ascendant (celui où la comète passe du côté sud de l'écliptique au côté nord).
- ◊ l'inclinaison i du plan de l'orbite
- ◊ l'excentricité e de la conique

Généralement, l'orbite cométaire est une ellipse ($0 < e < 1$). La plupart sont très excentriques, mais quelques rares comètes ont une orbite quasi circulaire ($e < 0.2$). Certaines comètes ont une excentricité $e > 1$; dans ce cas, la trajectoire est hyperbolique et la comète est éjectée du Système Solaire.

Au cours du temps, les éléments orbitaux varient car en plus de la gravité provenant des planètes géantes, des forces non gravitationnelles viennent perturber l'orbite. Le côté de la comète illuminé par le Soleil présente un dégazage plus important. Ce dégazage anisotrope exerce une force sur le noyau dans la direction opposée à l'éjection : c'est l'effet fusée. La masse du noyau est si faible que cet effet va le pousser à avoir une orbite légèrement différente. De plus, la rotation y ajoute sa contribution. En effet, lorsque le Soleil chauffe les glaces, la température maximale n'est pas atteinte immédiatement, et le point le plus chaud n'est pas au midi du noyau (le point sub-solaire), mais un peu plus tard. L'effet fusée n'est donc pas toujours dans la direction anti-solaire. L'étude de ces forces non gravitationnelles peut donc nous donner une estimation de la masse du noyau : l'effet fusée sera d'autant plus important que la masse est faible.

1.3 Caractéristiques physiques

Loin du Soleil, les comètes ne sont constituées que d'un noyau solide. À l'approche du Soleil, elles deviennent actives : les glaces du noyau se subliment, entraînant des poussières, et formant ainsi une atmosphère : la chevelure, également appelée *coma*. De plus, deux queues caractéristiques des comètes viennent se former : une composée de poussières et une d'ions.

1.3.1 Le noyau

Les comètes sont des corps composés de glaces et de grains de poussières. Leur taille est de l'ordre du kilomètre, mais peut atteindre 40 km de rayon pour une comète comme la comète C/1995 O1 (Hale-Bopp). La masse volumique du noyau est estimée entre 0.25 et 1.2 g/cm³. Les comètes figurent parmi les corps les plus poreux et fragiles du Système Solaire.

Les connaissances que nous avons du noyau cométaire ont été obtenues de manière indirecte et ne sont donc pas très précises. En effet, le noyau d'une comète est trop sombre (son albédo est estimé à 0.04), trop petit et trop lointain pour pouvoir être imagé depuis la Terre. Seuls 2 noyaux cométaires ont pu être observés directement : celui de la comète Halley en 1986 par les sondes Vega et Giotto (Fig. 1.4) et celui de la comète 19P/Borrelly en 2001 par la sonde Deep Space

molécule	technique d'observation			$[X]/[H_2O]$	remarque
H ₂ O		IR		100	
HDO	Radio			0.06	
CO	Radio	IR	UV	23	source étendue + nucléaire
CO ₂		IR	UV	6	^{a)}
CH ₄		IR		0.6	
C ₂ H ₂		IR		0.2	
C ₂ H ₆		IR		0.6	
CH ₃ OH	Radio	IR		2.4	
H ₂ CO	Radio	IR		1.1	source étendue
HCOOH	Radio			0.09	
CH ₃ CHO	Radio			0.02	
HCOOCH ₃	Radio			0.08	
NH ₃	Radio	IR		0.7	
HCN	Radio	IR		0.25	
DCN	Radio			0.0006	
HNCO	Radio			0.10	
HNC	Radio			0.04	source étendue
CH ₃ CN	Radio			0.02	
HC ₃ N	Radio			0.02	
NH ₂ CHO	Radio			0.015	
H ₂ S	Radio			1.5	
OCS	Radio	IR		0.4	source étendue
SO	Radio			0.3	source étendue ^{b)}
CS	Radio		UV	0.2	^{b)} (issue de CS ₂)
SO ₂	Radio			0.2	
H ₂ CS	Radio			0.02	
NS	Radio			0.02	^{b)}

^{a)} observé par ISO à 4.6 et 2.9 UA. On a supposé le même rapport CO/CO₂ à 1 UA. La valeur mesurée à $r_h = 2.9$ AU est de 20.

^{b)} peut-être des molécules filles.

Tableau 1.1 – Les molécules mères identifiées dans la comète Hale-Bopp. Les abondances relatives sont données en nombre de molécules par rapport à l'eau lorsque la comète était à environ 1 UA du Soleil (d'après Bockelée-Morvan et Crovisier, 2002).



Figure 1.4 – Le noyau de la comète de Halley vu le 14 mars 1986 par la sonde Giotto ©ESA/MPIfA.



Figure 1.5 – Le noyau de la comète 19P/Borrelly vu le 22 septembre 2001 par la sonde Deep Space 1 ©NASA/JPL.

1 (Fig. 1.5). La masse peut être estimée grâce à l'étude des perturbations non gravitationnelles sur l'orbite cométaire. Quant au rayon, à la période de rotation et à l'albédo du noyau, on les détermine généralement par des méthodes photométriques lorsque la comète est peu active, ou après avoir soustrait la coma des images.

L'eau est le composant majoritaire des glaces du noyau mais d'autres espèces moléculaires sont également présentes en proportions variables : HCN, CO, CO₂, CH₃OH, ou CH₄ pour n'en citer que quelques unes. Les molécules qui composent le noyau sont appelées **molécules mères**. Le tableau 1.1 présente celles qui ont été identifiées dans la comète Hale-Bopp. Les poussières sont composées de grains organiques CHON (ainsi dénommés car constitués d'éléments C, H, O et N) et de silicates (olivine riche en magnésium et pyroxènes) présents sous forme cristalline et amorphe.

1.3.2 La chevelure ou coma

Lorsque les comètes se rapprochent du Soleil, celui-ci chauffe les glaces, qui se subliment en emportant avec elles les poussières. Les molécules mères sont alors éjectées, formant alors une atmosphère que la faible gravité de la comète ne peut retenir. Le rayonnement UV du Soleil vient alors progressivement photoioniser et photodissocier ces molécules mères pour donner naissance à des radicaux (OH, C₂, CN, CH, ...), des atomes (O, H, C, ...), des ions (CO⁺, OH⁺, H₂O⁺, ...) et d'autres molécules. Ces espèces ainsi produites sont appelées **molécules filles**. La figure 1.6 illustre ce mécanisme.

Par ailleurs, on observe que certaines molécules apparaissent seulement à une grande distance du noyau (10⁴–10⁶ km), on parle alors de **source étendue**. L'explication la plus plausible est que ces molécules sont produites par la dégradation des grains organiques, qui contribuent donc également à la composition gazeuse de la coma.

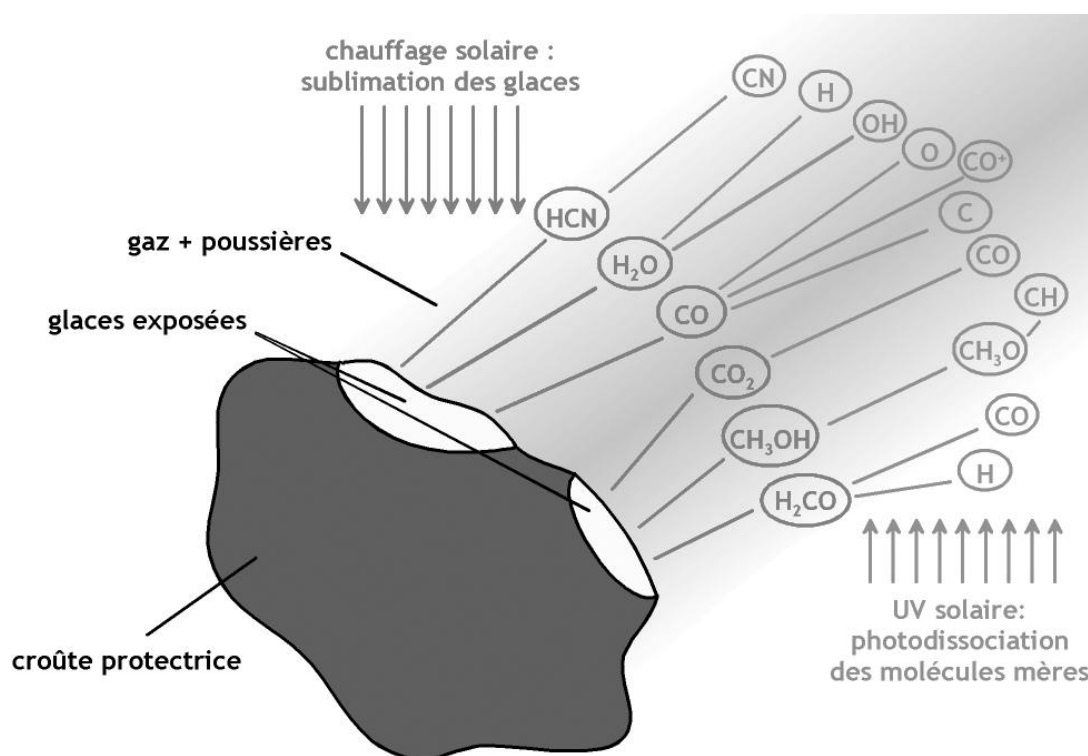


Figure 1.6 – Processus physiques de l'activité cométaire (d'après Bockelée-Morvan et Crovisier, 1994).

1.3.3 Les queues

Les ions produits dans la coma interagissent avec le vent solaire, composé de protons éjectés du Soleil et circulant dans le Système Solaire à une vitesse de 400 km s^{-1} . Ce dernier se charge en ions cométaires qui sont alors canalisés autour des lignes du champ magnétique du vent solaire. C'est ainsi que se forme la queue de plasma des comètes : étroite, rectiligne, toujours située dans la direction opposée au Soleil. Elle peut atteindre 100 millions de kilomètres. Sa couleur bleue est due à la fluorescence des ions, excités par le rayonnement UV du Soleil.

Les poussières cométaires, sous l'effet de la pression de radiation solaire, décrivent une trajectoire hyperbolique dans un repère héliocentrique (cf. illustration en figure 1.7). Elles diffusent alors la lumière solaire, créant ainsi une queue large, de couleur jaunâtre, et incurvée. Cette queue peut s'étendre sur 10 millions de km.

1.4 Formation et évolution

Le Soleil, les planètes et leurs satellites, les astéroïdes et les comètes se sont tous formés il y a 4.56 milliards d'années, à partir des mêmes matériaux. Mais alors que les comètes passent l'essentiel de leur vie loin du Soleil, dans des conditions de température et de pression qui les préservent de toute modification métamorphique, les autres corps du système solaire ont été profondément transformés depuis leur formation. Entre autres, ils ont été chauffés lors de leur croissance par accréation de grains de plus faible taille, par l'énergie libérée au cours des impacts,

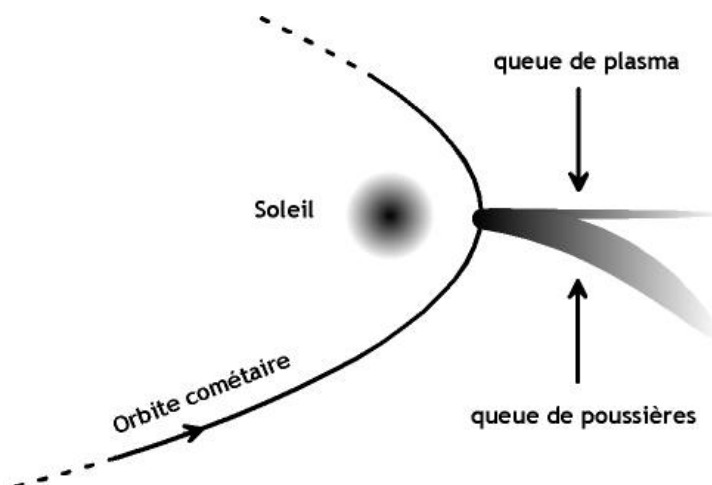


Figure 1.7 – Mécanisme de la création des queues cométaires. La queue de plasma est rectiligne et se forme toujours dans la direction opposée au Soleil, alors que la queue de poussières est courbée par la pression de radiation solaire, dans la direction de la trajectoire de la comète.

mais également par la radioactivité de leurs éléments et éventuellement par friction interne causée par les forces de marées (Crovisier et Encrenaz, 1995). Ainsi, les comètes sont parmi les derniers témoins de la naissance du système solaire. C'est pourquoi leur étude est fondamentale.

1.4.1 Formation du système solaire

Il y a 4.56 milliards d'années, en lieu et place de notre système solaire, il y avait un nuage interstellaire composé à 99% de gaz et de 1% de grains de poussières (Fig. 1.8 a). Ces grains, dont la taille est d'environ $0.1 \mu\text{m}$, sont composés d'un noyau réfractaire (silicates et métaux), et d'un manteau organique recouvert de glaces amorphes (H_2O , CO , CO_2 , CH_4 , NH_3 , ...). Sans doute sous l'effet d'une perturbation gravitationnelle, le nuage s'effondre sur lui-même (Fig. 1.8 b). Pendant son effondrement, il se réchauffe, se comprime en son centre en donnant naissance à une proto-étoile. Les poussières sont vaporisées. Le gaz, qui orbite alors autour de ce nouvel astre, vient partiellement alimenter la proto-étoile. Une partie de la matière accrétée est expulsée de la proto-étoile sous forme de jets bipolaires perpendiculaires au plan de la rotation du nuage (Fig. 1.8 c). La conservation du moment cinétique empêche la chute d'une partie du gaz, qui s'effondre alors sous la forme d'un disque : le disque proto-planétaire (Fig. 1.8 d). À mesure qu'il se refroidit, le gaz se condense. Le gradient thermique du disque proto-planétaire empêche la condensation des éléments volatils à proximité du proto-soleil. Ces derniers sont alors éjectés du disque, vidant ainsi la zone interne des éléments les plus volatils. Les éléments carbonés, silicatés ou contenant des métaux se condensent au voisinage du futur soleil et se sédimentent progressivement au voisinage du plan équatorial proto-solaire (Fig. 1.8 e). Jusqu'à atteindre $\sim 10 \mu\text{m}$, les grains sont agités par le mouvement Brownien du gaz et grossissent par un mécanisme de collision/coagulation. Leur croissance jusqu'au centimètre se fait grâce à la présence de mouvements de turbulence qui favorisent les rencontres proches entre grains, leur permettant ainsi de se « coller » efficacement les uns aux autres, via des processus chimiques de surface. Par un effet « boule de neige » (*runaway growth*), les grains les plus massifs accrètent de

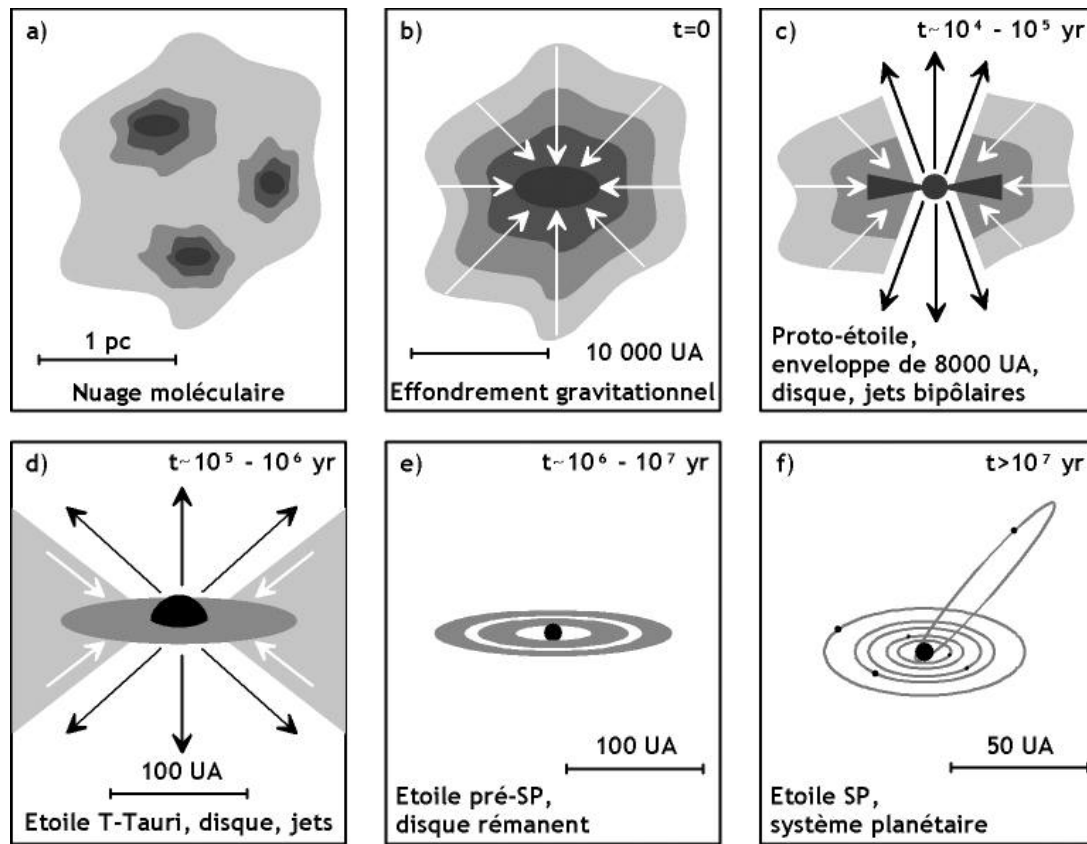


Figure 1.8 – Vue schématique des différentes étapes de la formation d'une étoile de type solaire. **(a)** : condensations de matières à l'intérieur de nuages moléculaires. **(b)** : initialisation de l'effondrement gravitationnel et formation de la proto-étoile. **(c)** : suite de l'effondrement, formation d'un disque circum-stellaire et d'un jet bipolaire. **(d)** : phase T-Tauri caractérisée par l'accrétion de matière du disque sur l'étoile. **(e)** : contraction lente de l'étoile vers la Séquence Principale (SP). Coagulation des grains de poussières. Formation des planétésimaux dans le disque. **(f)** : Étoile de la Séquence Principale, éventuellement entourée d'un système planétaire (d'après Hogerheijde, 1998; Shu *et al.*, 1987).

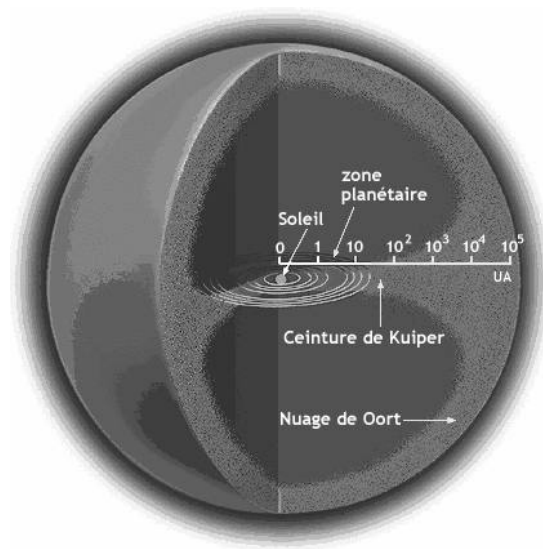


Figure 1.9 – Représentation du système solaire actuel. L'échelle des distances est logarithmique.

plus en plus vite les plus petits, et croissent ensuite jusqu'à atteindre des tailles kilométriques : les planétésimaux. Cette croissance s'arrête lorsque l'environnement immédiat du planétésimal est vide. Les corps formés ont alors la taille de la Lune ou de Mercure. Un tel système étant gravitationnellement instable, les orbites de ces embryons planétaires se croisent. Les collisions qui se produisent alors entraînent la fusion de ces corps, donnant naissance à un nombre limité de **planètes telluriques** (Fig. 1.8 f). À de grandes distances du soleil, les corps les plus massifs attirent le gaz environnant : ce sont les **planètes géantes**.

1.4.2 Formation des comètes

Dans les zones où se sont condensés les éléments volatils, les planétésimaux formés sont beaucoup plus riches en glaces : ce sont les cométésimaux. Par les mêmes mécanismes de coagulation et d'accrétion que pour les planétésimaux, les cométésimaux sont à l'origine des comètes. La similitude entre la composition des glaces des nuages interstellaires et celles des noyaux cométaires, suggère que les molécules cométaires se sont formées dans le nuage présolaire (Bockelée-Morvan *et al.*, 2000). Par ailleurs, la présence de silicates cristallins et amorphes dans le matériau cométaire est longtemps restée mal comprise. En effet, les silicates des nuages interstellaires ne sont présents que sous forme amorphe, et la transformation vers une structure cristalline ne peut se faire qu'à très haute température. Ainsi, jusqu'à 1.5 UA, les silicates amorphes se sont cristallisés, et au-delà, ils sont restés amorphes. La présence simultanée de ces deux formes dans les comètes posait donc problème. Le modèle de nébuleuse primitive de Hersant *et al.* (2001) a permis à Bockelée-Morvan *et al.* (2002) de proposer une explication : les silicates cristallins se seraient formés par cristallisation des silicates amorphes dans les régions chaudes de la nébuleuse, puis auraient été transportés par diffusion turbulente dans les régions de formation des comètes, où ils se seraient mélangés aux glaces et aux silicates amorphes locaux.

Les comètes qui se sont formées dans la zone des planètes géantes sont gravitationnellement instables. Une petite fraction migre vers l'intérieur du Système Solaire, où elles vont bombarder les planètes telluriques. La majeure partie des corps formés entre Uranus et Neptune sont éjectés aux confins du système solaire formant alors une coquille : **le nuage de Oort** (Fig. 1.9). Ce nuage, qui n'a jamais été observé directement et dont l'existence a été proposée par l'astronome néerlandais Jan Oort en 1950, s'étendrait jusqu'à près de 10^5 UA du Soleil et pourrait contenir mille milliards de comètes. Cependant, sa masse ne serait que de ~ 3.5 masse terrestre (Stern et Weissman, 2001). La **ceinture de Kuiper** contient des comètes qui se sont formés au-delà de Neptune sur une orbite stable (masse inférieure à 1 masse terrestre, Luu et Jewitt 2002). Le Nuage de Oort et la ceinture de Kuiper constituent les 2 réservoirs de comètes du système solaire.

1.4.3 Évolution des comètes

Suite à des perturbations gravitationnelles (planètes géantes ou étoile proche), il arrive qu'une comète sorte de sa réserve et soit ré-injectée dans le système solaire interne. Les comètes issues du nuage de Oort ont une période initiale supérieure au milliers d'années, et leur trajectoire



Figure 1.10 – La désintégration de la comète C/1999 S4 observée par le VLT (ESO, Chili).

possède une inclinaison aléatoire par rapport au plan de l'écliptique. Au fur et à mesure de leurs passages autour du Soleil, leur orbite évolue. Si elles entrent dans la sphère d'influence des planètes géantes, leur période peut diminuer fortement (< 200 ans) et elles deviennent des comètes de la **famille de Halley**. Si leur excentricité augmente, elles peuvent être éjectées hors de notre système. Les comètes qui ont un aphélie au niveau de Jupiter orbitent dans le plan de l'écliptique, avec une période inférieure à 20 ans viennent de la ceinture de Kuiper. Elles font parties de la **famille de Jupiter**.

Au fur et à mesure de leurs révolutions autour du Soleil, elle perdent de la matière : jusqu'à $\sim 5\%$ pour les comètes Halley et Encke. Les composés les plus volatils sont éjectés en premier lieu : c'est le mécanisme de sublimation fractionnée. L'activité cométaire est gouvernée par la sublimation de l'eau lorsque la comète est proche du Soleil et par celle du CO à des distances où la température ne permet plus la sublimation de H_2O (> 3 UA). La comète la plus active jamais observée ces derniers siècles a été la comète Hale-Bopp avec un dégazage de l'eau de 10^{31} mol s^{-1} , soit ~ 300 tonnes s^{-1} au moment du périhélie. Une croûte protectrice peut également se former, empêchant ainsi aux gaz de s'échapper. Ces comètes sont dites **dormantes**, car la croûte peut céder et l'activité reprendre.

Certaines comètes peuvent aussi se fragmenter à cause, entre autres, des forces de marées exercées par le Soleil et les planètes géantes. C'est ce qui est arrivé à la comète P/Shoemaker-Levy 9. Elle s'est approchée de Jupiter en Juillet 1992, à moins de 1.5 rayon Jovien. Son orbite en a été tellement perturbée qu'elle s'est fragmentée en une vingtaine de morceaux qui sont tombés sur Jupiter en Juillet 1994. La comète C/1999 S4 LINEAR, elle, s'est tout simplement désintégrée au moment de son périhélie, sous les yeux de dizaines d'astronomes qui l'observaient en Juillet 2000 (Fig. 1.10).

Bibliographie

Biver, N. (1997).

Molécules mères cométaires : observations et modélisations. Thèse de Doctorat, Université Paris VII.

Bockelée-Morvan, D. et Crovisier, J. (1994).

Les molécules des comètes. *La Recherche*, **271** :1272–1278.

Bockelée-Morvan, D. et Crovisier, J. (2002).

The Lesson of Comet Hale-Bopp for Coma Chemistry : Observations and Theory. *Earth Moon & Planets*, **89** :53–71.

Bockelée-Morvan, D., Gautier, D., Hersant, F., Huré, J.-M., et Robert, F. (2002).

Turbulent radial mixing in the solar nebula as the source of crystalline silicates in comets. *Astronomy & Astrophysics*, **384** :1107–1118.

Bockelée-Morvan, D., Lis, D. C., Wink, J. E., Despois, D., Crovisier, J., Bachiller, R., Benford, D. J., Biver, N., Colom, P., Davies, J. K., Gérard, E., Germain, B., Houde, M., Mehringer, D., Moreno, R., Paubert, G., Phillips, T. G., et Rauer, H. (2000).

New molecules found in comet C/1995 O1 (Hale-Bopp). Investigating the link between cometary and interstellar material. *Astronomy & Astrophysics*, **353** :1101–1114.

Crovisier, J. et Encrenaz, T. (1995).

Les comètes, témoins de la naissance du Système Solaire. Belin – CNRS Editions.

Henry, F. (1999).

Les ions H_3O^+ , CO^+ et HCO^+ dans la comète Hale-Bopp. Mémoire de DEA, Université Paris XI.

Hersant, F., Gautier, D., et Huré, J. (2001).

A Two-dimensional Model for the Primordial Nebula Constrained by D/H Measurements in the Solar System : Implications for the Formation of Giant Planets. *Astrophysical Journal*, **554** :391–407.

Hogerheijde, M. (1998).

The molecular environment of low-mass protostars. PhD Thesis, Leiden University.

Jorda, L. (1995).

Atmosphères cométaires : interprétation des observations dans le visible et comparaison avec les observations radio. Thèse de Doctorat, Université Paris VII.

Laffont, C. (1998).

Etude d'émissions gazeuses dans les régions internes des trois comètes : Halley, C/1996 B2 Hyakutake et C/1995 O1 Hale-Bopp. Thèse de Doctorat, Université Paris VI.

Luu, J. X. et Jewitt, D. C. (2002).

Kuiper Belt Objects : Relics from the Accretion Disk of the Sun. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, **40** :63–101.

Oort, J. H. (1950).

The structure of the cloud of comets surrounding the Solar System and a hypothesis concerning its origin. *Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands*, **11** :91–110.

Shu, F. H., Adams, F. C., et Lizano, S. (1987).

Star formation in molecular clouds - Observation and theory. *Annual review of astronomy and astrophysics*, **25** :23–81.

Stern, S. A. et Weissman, P. R. (2001).

Rapid collisional evolution of comets during the formation of the Oort cloud. *Nature*, **409** :589–591.

Whipple, F. L. (1950).

A comet model. I. The acceleration of Comet Encke. *Astrophysical Journal*, **111** :375–394.

Yeomans, D. K. (1991).

Comets. A chronological history of observation, science, myth, and folklore. New York : Wiley, 1991.

Chapitre 2

L'interférométrie millimétrique

2.1 La Radio Astronomie

2.1.1 Un peu d'histoire

Pendant des milliers d'années, l'astronomie s'est limitée à l'observation du ciel dans le domaine visible. Dans les années 1930, la fenêtre s'est élargie à l'ultraviolet (UV) proche et l'infrarouge (IR) proche. Les limitations étaient alors dues soit à l'atmosphère terrestre qui bloque certains rayonnements, soit à la non-existence de détecteurs susceptibles de recevoir certains rayonnements. Depuis, le développement de la technologie radio a permis d'étendre la fenêtre radio de 15 MHz ($\lambda \approx 20$ m) à 1000 GHz ($\lambda \approx 0.3$ mm).

En 1901, Guglielmo Marconi (fig. 2.1) et le professeur Ferdinand Braun réussirent à transmettre des signaux par voie hertzienne à travers l'océan Atlantique, travaux récompensés par le prix Nobel de physique en 1909. La télégraphie sans fil était née et jetait les bases de la radio-astronomie. C'est en 1932 qu'un ingénieur de AT&T Bell Labs, Karl Jansky (photo en fig. 2.2), qui étudiait les sources de bruit dans les communications radio à 14.6 m de longueur d'onde, découvrit un signal dont la fréquence d'apparition était égale à la durée d'un jour sidéral (23 h 56 min). Cette corrélation était la preuve de la nature extra-terrestre de ce signal. Il s'agissait en fait du rayonnement émis par le centre de notre galaxie. Une cartographie de ce rayonnement a été réalisée par un amateur, Grote Reber, entre 1940 et 1944, grâce à une antenne de 9.75 m de diamètre (figure 2.3), qu'il fabriqua lui-même. C'est pendant la seconde guerre mondiale, alors que les technologies radio et radar se développaient à des fins militaires, que le rayonnement radio du Soleil a été découvert quasiment simultanément par Reber, Southwork (Bell Labs) et Hey



Figure 2.1 – Guglielmo Marconi et son émetteur avec lequel il envoya des signaux radio sur de longues distances dès 1895.

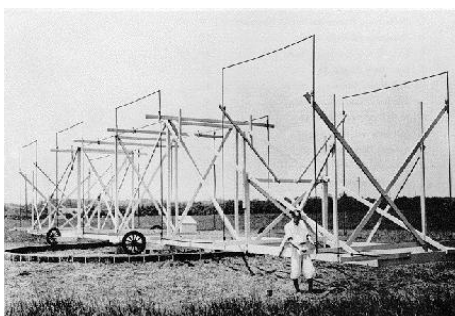


Figure 2.2 – Karl Jansky et l'antenne observant à 22 MHz avec laquelle il détecta le premier signal radio extra-terrestre en 1932.



Figure 2.3 – Le télescope de Reber (1937) qui a cartographié l'émission radio de notre Galaxie.

(British Army Operations Research Group). À la suite des progrès importants réalisés pendant la guerre dans le domaine des antennes et des récepteurs radio, la radioastronomie connut une grande expansion au cours des années 50, et permit depuis de nombreuses découvertes astronomiques, telles que la première détection d'une raie de l'hydrogène atomique provenant de l'espace, par Ewen et Purcell, en 1951.

En 1965, Arno Penzias et Robert Wilson notèrent que quelque soit la direction dans laquelle une antenne était dirigée, un signal rémanent était observé : le fond cosmologique, ce rayonnement fossile provenant du Big-Bang, prédit depuis les années 40. Cette découverte, qui confirma l'hypothèse du Big-Bang, leur valut le prix Nobel de physique en 1978. Par ailleurs, depuis les années 30, les pulsars, des étoiles à neutrons très magnétisées en rotation rapide, étaient prédits par la théorie de l'évolution stellaire. Ils furent observés pour la première fois par Bell-Burnell et Hewish en 1968. Ce dernier obtint le prix Nobel de physique en 1974 pour cette découverte, en collaboration avec Sir Ryle pour ses travaux sur les techniques d'imagerie à synthèse d'ouverture (imagerie radio par interférométrie).

Par ailleurs, Charles Townes, qui avait reçu le prix Nobel de physique en 1964 pour la co-découverte des masers et des lasers, et qui avait mis son expérience au profit des instruments de radioastronomie, détecta pour la première fois des raies provenant de molécules interstellaires (H_2O et NH_2) en 1968 avec ses collaborateurs. Le monoxyde de carbone interstellaire, l'espèce la plus abondante dans le milieu interstellaire après l'hydrogène moléculaire, fut découvert 2 ans plus tard par Arno Penzias, Robert Wilson et Keith Jefferts. Et c'est en 1973 que les raies à 18 cm du radical OH ont été découvertes dans la comète Kohoutek, avec le radiotélescope de Nançay. La radioastronomie cométaire était née.

2.1.2 Grandeurs utilisées en radioastronomie

2.1.2.a La brillance spectrale B_ν

C'est la quantité d'énergie rayonnée par une source, par unité de surface (de la source), par unité de fréquence et par unité d'angle solide. Elle s'exprime en $\text{W m}^{-2} \text{Hz}^{-1} \text{sr}^{-1}$.

2.1.2.b La densité de flux spectral S_ν

C'est la quantité d'énergie reçue par le radiotélescope, par unité de surface (de l'antenne) et par unité de fréquence. Elle s'exprime en $\text{W m}^{-2} \text{Hz}^{-1}$.

$$S_\nu = \int_{\text{source}} B_\nu d\Omega. \quad (2.1.1)$$

2.1.2.c La température de brillance T_b

D'après la loi de Planck, un corps noir de température T rayonne à la fréquence ν la quantité d'énergie suivante :

$$B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}, \quad (2.1.2)$$

où h est la constante de Planck ($h = 6.63 \cdot 10^{-34} \text{J s}$), c est la vitesse de la lumière ($c = 3 \cdot 10^8 \text{m s}^{-1}$), et k est la constante de Boltzmann ($k = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{J K}^{-1}$). Pour une source quelconque de brillance B_ν , on définit sa température de brillance comme étant la température du corps noir émettant le même B_ν :

$$\underbrace{B_\nu(T_b)}_{\text{corps noir}} = \underbrace{B_\nu}_{\text{source observée}}. \quad (2.1.3)$$

En radioastronomie, c'est la température de brillance qui est utilisée pour caractériser une source.

De plus, dans le domaine d'application de l'approximation de Rayleigh-Jeans ($h\nu \ll kT$), on a :

$$B_\nu \simeq \frac{2kT}{\lambda^2} \Rightarrow T_b = \frac{\lambda^2 B_\nu}{2k}. \quad (2.1.4)$$

2.1.3 Description d'une antenne radio (sub-)millimétrique

Le principe de la radioastronomie est d'observer les raies électromagnétiques grâce à des antennes collectrices. Une antenne est composée d'un miroir primaire (surface collectrice) qui renvoie le signal incident vers un miroir secondaire qui concentre le signal dans un cornet débouchant sur un guide d'onde qui distribue le signal vers différents récepteurs, puis vers les détecteurs où le signal est intégré sur le temps, numérisé puis enregistré.

2.1.3.a La surface collectrice

La plupart des antennes millimétriques possèdent une surface collectrice dont la forme est un paraboloïde de révolution. Son rôle est similaire à celui du miroir primaire d'un télescope optique : il transforme l'onde plane incidente provenant de la source observée en une onde sphérique et la renvoie vers un réflecteur secondaire. Ce dernier concentre cette onde de façon à ce qu'elle puisse ensuite se propager dans un guide d'onde. Le réflecteur primaire est caractérisé par son diamètre d'ouverture D . Le matériau utilisé pour sa fabrication dépend de la longueur d'onde à laquelle est destinée l'antenne. En effet, pour obtenir un bon rendement, il faut que la surface approche sa forme théorique à $\lambda/20$ près, et qu'elle soit un bon conducteur, avec le moins de pertes ohmiques. Pour des observations en millimétrique, on utilisera donc un matériau métallique précis à 10^{-4}m

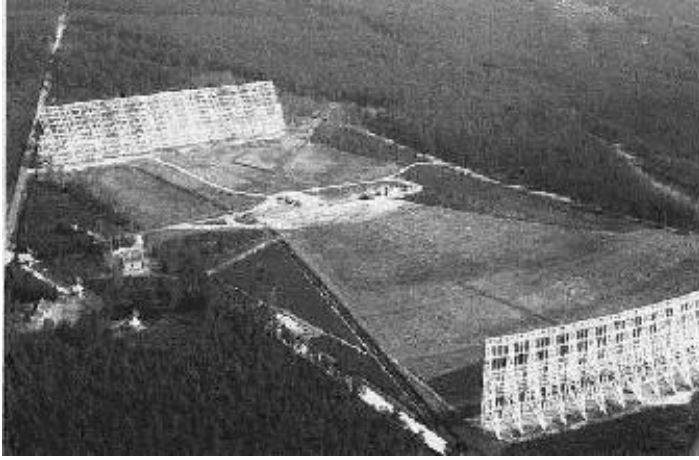


Figure 2.4 – Vue aérienne du radiotélescope de Nançay (Cher, France). Le réflecteur primaire, un plan mobile de $200\text{ m} \times 40\text{ m}$, renvoie les ondes centimétriques vers le secondaire, un miroir sphérique fixe mesurant $300\text{ m} \times 35\text{ m}$ situé à 460 m du premier, qui les focalise en son foyer, où sont placés les récepteurs.



Figure 2.5 – Antenne de 30 m de l'IRAM (Pico Veleta, Espagne). La forme et la disposition de ses réflecteurs sont de type Cassegrain

(exemple de l'antenne de 30 m de l'IRAM, fig. 2.5), et pour un radiotélescope observant des raies à $\lambda \sim 20\text{ cm}$, un maillage centimétrique suffira (c'est le cas du radiotélescope de Nançay, fig. 2.4).

2.1.3.b Le diagramme de puissance $P(\theta, \varphi)$

En émission, la puissance rayonnée par une antenne radio dans une direction correspond à la moyenne temporelle du flux du vecteur de Poynting \vec{S} dans cette direction :

$$P(\theta, \varphi) = \|\langle \vec{S} \rangle\| \propto \sin^2 \theta \quad (2.1.5)$$

Or, le théorème de réciprocité nous indique que les diagrammes de rayonnement d'antenne en émission et une antenne en réception sont équivalents. Donc, une antenne reçoit différentes quantités de puissance depuis différentes directions selon $P(\theta, \varphi)$. On utilise plus fréquemment le diagramme de puissance normalisé

$$P_n(\theta, \varphi) = P(\theta, \varphi) / P_{max}. \quad (2.1.6)$$

2.1.3.c Le gain directionnel $g(\theta, \varphi)$

Il représente la sensibilité de l'antenne dans la direction (θ, φ) :

$$g(\theta, \varphi) = \frac{P(\theta, \varphi)}{\frac{1}{4\pi} \iint_{4\pi} P(\theta, \varphi) d\Omega}. \quad (2.1.7)$$

Ce gain correspond à la figure de diffraction, c'est-à-dire la transformée de Fourier de l'ouverture du réflecteur¹.

¹démonstration en Annexe A.1, p. 163

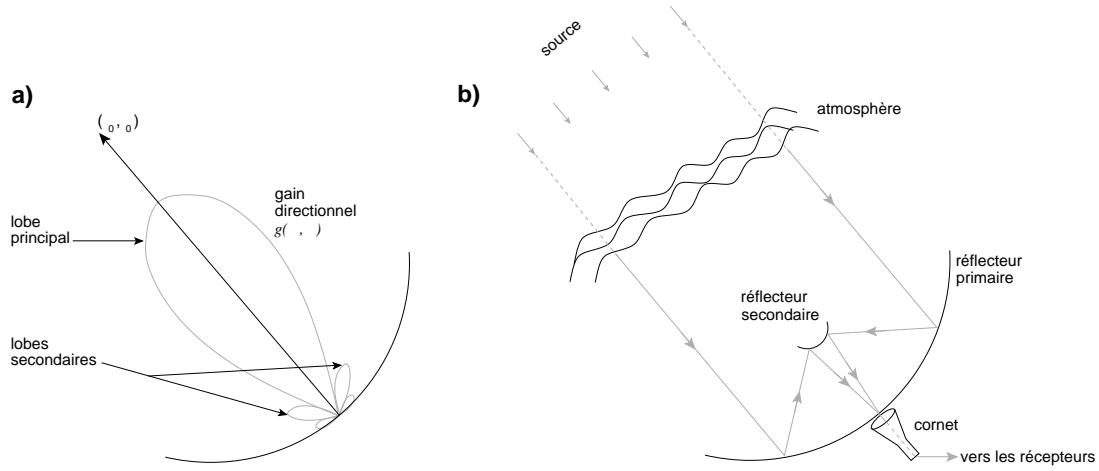


Figure 2.6 – Diagramme de puissance d'une antenne

2.1.3.d Le lobe principal

D'après la formule du gain directionnel 2.1.7, on définit le lobe principal de l'antenne comme étant la portion angulaire comprise entre les 2 premières annulations (ou minima relatifs) de g .

2.1.3.e L'angle solide de l'antenne

C'est l'angle solide sous lequel l'antenne peut détecter un signal :

$$\Omega_A = \iint_{4\pi} P_n(\theta, \varphi) d\Omega. \quad (2.1.8)$$

2.1.3.f L'angle solide du lobe principal (main beam, MB)

C'est l'angle solide sous-tendu par le lobe principal (MB) :

$$\Omega_M = \iint_{MB} P_n(\theta, \varphi) d\Omega. \quad (2.1.9)$$

2.1.3.g L'angle solide du lobe avant (forward beam)

C'est l'angle solide sous-tendu par les 2π steradians situés à l'avant de l'antenne :

$$\Omega_F = \iint_{2\pi \text{ avant}} P_n(\theta, \varphi) d\Omega. \quad (2.1.10)$$

2.1.3.h L'efficacité du lobe (beam efficiency)

C'est la fraction de puissance reçue qui entre dans le lobe principal :

$$\epsilon_M = \frac{\Omega_M}{\Omega_A}. \quad (2.1.11)$$

Plus une antenne reçoit de la puissance dans son lobe principal, plus l'antenne est directive, et plus elle est sensible².

2.1.3.i L'efficacité du lobe avant (forward efficiency)

C'est la fraction de puissance reçue qui entre dans le lobe avant :

$$\eta_f = k_0 \frac{\Omega_F}{\Omega_A} \quad (2.1.12)$$

où k_0 est le facteur de pertes ohmiques de l'antenne. Cette efficacité, déterminée par étalonnage sur une source dont on connaît le flux exact, rend compte des différentes pertes de l'antenne³.

2.1.3.j La résolution angulaire

Taille angulaire que l'antenne est capable de résoudre. Il s'agit en fait de la largeur à mi-hauteur du lobe principal : $1.2\lambda/D$. Ainsi, pour obtenir la même résolution, une antenne qui observe dans le centimétrique devra avoir une envergure de 10 à plusieurs centaines de mètres, alors que pour une antenne sub-millimétrique une envergure de quelques mètres à quelques dizaines de mètres suffira. À titre d'exemples, le radiotélescope de Nançay (Fig. 2.4) possède un miroir primaire de 200 m×40 m et observe à 11 cm avec une résolution de $4' \times 20'$ (en ascension droite et déclinaison respectivement), et l'antenne de 30 m de diamètre de l'IRAM (Fig. 2.5) permet l'observation de raies à 1 mm avec une résolution de $9''$.

2.1.3.k La surface collectrice effective

Prenons une source ponctuelle de densité de flux S ($\text{W Hz}^{-1} \text{ m}^{-2}$). P est la puissance reçue par unité de fréquence (W Hz^{-1}) par l'antenne qui observe cette source. On définit alors la surface collectrice effective :

$$A_e = P/S \quad (2.1.13)$$

La surface collectrice effective est liée au lobe de l'antenne par la relation suivante⁴ :

$$A_e \Omega_A = \lambda^2 \quad (2.1.14)$$

2.1.3.l Le rendement en surface

C'est le rapport entre la surface effective et la surface géométrique de l'ouverture⁵ :

$$\epsilon_{ap} = \frac{A_e}{\pi D^2/4}.$$

²Dans la littérature, on trouvera également cette quantité désignée par le symbole η_B (Rohlfs et Wilson, 2000) ou encore B_{eff} dans certains manuels de calibration de l'IRAM.

³Cette quantité est également désignée par F_{eff} dans les manuels de calibration de l'IRAM.

⁴démontrée en Annexe A.2, p 164

⁵Le rendement en surface est aussi désigné par η_A dans Rohlfs et Wilson (2000)

2.1.3.m La température d'antenne T_A

La puissance reçue par une antenne, sans pertes et hors de l'atmosphère terrestre, est :

$$W_\nu d\nu = \frac{1}{2} A_e \iint_{\text{MB}} B_\nu(\theta, \varphi) P_n(\theta, \varphi) d\Omega d\nu \quad (2.1.15)$$

Le facteur $\frac{1}{2}$ correspond au fait qu'une antenne n'est en général sensible qu'à une seule polarisation de l'onde. Par ailleurs, le théorème de Nyquist nous montre que la puissance rayonnée par intervalle de fréquence par une antenne est :

$$W = kT \quad (2.1.16)$$

Le théorème de réciprocité nous permet donc de définir une température T_A telle que

$$T_A = \frac{A_e}{2k} \iint_{\text{MB}} B_\nu(\theta, \varphi) P_n(\theta, \varphi) d\Omega \quad (2.1.17)$$

Or, d'après (2.1.3) et (2.1.14), $B_\nu(\theta, \varphi) = \frac{2k}{\lambda^2} T_b(\theta, \varphi)$ et $A_e = \frac{\lambda^2}{\Omega_A}$. Donc :

$$T_A = \frac{1}{\Omega_A} \iint_{\text{MB}} T_b(\theta, \varphi) P_n(\theta, \varphi) d\Omega \quad (2.1.18)$$

2.1.3.n Mesure de la température de brillance

En réalité, la puissance reçue par l'antenne ne contient pas que le rayonnement de la source, mais également le fond du ciel (T_{ciel}). De plus, le rayonnement de la source est absorbé en partie par l'atmosphère terrestre, selon une loi exponentielle dépendant de son opacité au zénith τ_0 et de la masse d'air traversée par le rayonnement :

$$A = 1/\sin(\text{élévation de la source}). \quad (2.1.19)$$

Une phase d'étalonnage lors des observations est nécessaire pour ne garder que la puissance qui vient de la source observée. Pour cela, le réflecteur secondaire s'oriente dans différentes positions pour observer alternativement la source (position ON) et à côté de la source (position OFF) :

$$T_{\text{mesurée}} = \underbrace{(T_A^* e^{-A\tau_0} + T_{\text{ciel}})}_{\text{ON}} - \underbrace{(T_{\text{ciel}})}_{\text{OFF}} \quad (2.1.20)$$

où T_A^* est la température de brillance de la source hors atmosphère. Cette température n'étant pas corrigée des pertes, elle est donc dépendante du télescope utilisé. On calcule ensuite T'_A , qui est la température d'antenne corrigée des pertes :

$$T'_A = \eta_f T_A^*. \quad (2.1.21)$$

Cette température d'antenne est celle que mesurerait une antenne sans pertes et à l'extérieur de l'atmosphère terrestre. C'est la température d'antenne de la formule 2.1.18. Donc en fait :

$$T'_A = \frac{1}{\Omega_A} \iint_{\text{MB}} T_b(\theta, \varphi) P_n(\theta, \varphi) d\Omega \quad (2.1.22)$$

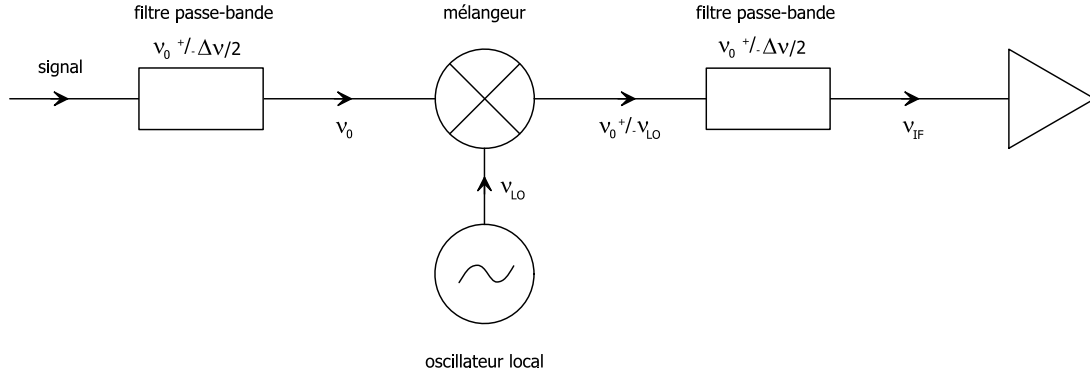


Figure 2.7 – Schéma des étapes qui composent un récepteur hétérodyne.

En supposant la température de brillance uniforme, $T_b(\theta, \varphi) = T_b$, on a :

$$T'_A = \frac{T_b}{\Omega_A} \iint_{MB} P_n(\theta, \varphi) d\Omega = \frac{\Omega_M}{\Omega_A} T_b \quad (2.1.23)$$

Finalement :

$$T'_A = \epsilon_M T_b \quad (2.1.24)$$

En résumé, on obtient la température de brillance d'une source, indépendante du télescope utilisé ainsi :

$$T_b = \frac{\eta_f}{\epsilon_M} T_A^* \quad (2.1.25)$$

2.1.3.o Les récepteurs

Le rôle d'un récepteur est de collecter le signal qui a été focalisé par les réflecteurs et de l'amplifier. Or, il n'existe pas de dispositif permettant d'amplifier une onde de fréquence radio (> 100 GHz). Il a donc fallu développer des récepteurs hétérodynes, qui diminuent la fréquence du signal (~ 100 MHz) avant de l'amplifier. La figure 2.7 décrit les éléments qui composent un récepteur hétérodyne.

- ◇ le mélangeur (composant non-linéaire comme une diode) superpose l'onde incidente à celle de l'oscillateur local (ν_{LO}). Le signal résultant est composé de plusieurs fréquences, dont $\nu + \nu_{LO}$ et $\nu - \nu_{LO}$.
- ◇ le deuxième filtre passe-bande sélectionne les fréquences ν telles que

$$\nu_{IF} - \Delta\nu/2 < |\nu - \nu_{LO}| < \nu_{IF} + \Delta\nu/2. \quad (2.1.26)$$

ν_{IF} , appelée la fréquence intermédiaire, est une fréquence plus facile à transporter et à amplifier. Le signal contenu dans la gamme $\nu_{IF} \pm \Delta\nu/2$ est composé des signaux qui étaient situés dans les bandes $\nu_{LO} - \nu_{IF} \pm \Delta\nu/2$ (LSB : Lower Side Band) et $\nu_{LO} + \nu_{IF} \pm \Delta\nu/2$ (USB : Upper Side Band) :

$$I(t) \propto \cos(2\pi(\nu - \nu_{LO})t + \phi - \phi_{LO})) \quad (\text{USB}) \quad (2.1.27)$$

$$I(t) \propto \cos(2\pi(\nu_{LO} - \nu)t - \phi + \phi_{LO})) \quad (\text{LSB}) \quad (2.1.28)$$

où ϕ et ϕ_{LO} sont respectivement les phases du signal incident et de l'oscillateur local. Les 2 bandes sont différenciées grâce à l'opposition de phase des signaux qui les composent.

- ◇ un récepteur sensible aux 2 bandes est dit *Double Side Band*, et un récepteur sensible à une seule bande, *Single Side Band*.
- ◇ finalement, le signal peut être amplifié et transmis aux détecteurs.

2.1.3.p Les détecteurs

Pour la spectroscopie, les types de détecteurs les plus couramment utilisés sont les batteries de filtres, les autocorrélateurs et les spectromètres acousto-optiques (SAO).

- ◇ Les batteries de filtres sont historiquement les premiers détecteurs utilisés en radioastronomie. Chaque filtre est une unité indépendante qui reçoit en entrée la totalité du signal provenant de l'antenne et qui ne laisse passer qu'une certaine gamme de fréquences. En mesurant la puissance à la sortie de chaque filtre, on peut reconstituer le spectre de l'onde incidente.
- ◇ Les autocorrélateurs sont les spectromètres les plus couramment utilisés, car ce sont les premiers à avoir fourni une très haute résolution spectrale. Le principe est de séparer le signal qui arrive sur le spectromètre en deux faisceaux, en retarder un, puis de les corrélérer entre eux. La transformée de Fourier du signal obtenu fournit le spectre de puissance du rayonnement.
- ◇ Les SAO, développés à une époque où les autocorrélateurs fournissaient des bandes de fréquence relativement étroites, peuvent couvrir des bandes de plusieurs GHz. Le signal incident vient faire vibrer un cristal, entraînant une variation de l'indice de réfraction de ce dernier. Un laser dirigé vers ce cristal est diffracté par les modulations de l'angle de déviation étant proportionnel à la fréquence de l'onde incidente, la figure de diffraction ainsi obtenue est le spectre de puissance de cette onde.

2.2 Principe de l'interférométrie

Considérons une source électromagnétique S . Nous ne nous intéresserons qu'à la composante quasi-monochromatique de fréquence $\nu = c/\lambda$. Le champ électromagnétique produit à la fréquence ν a une amplitude complexe \vec{A}_ν .

2.2.1 Le principe de Huygens-Fresnel

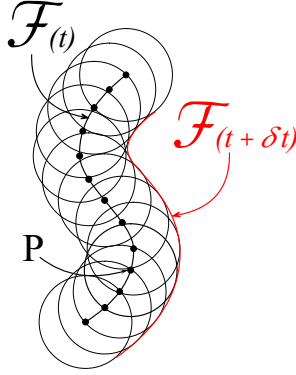


Figure 2.8 – Illustration du principe de Huygens.

Le principe de Huygens (1678) nous dit que chaque point P du front \mathcal{F} de l'onde émise par S agit comme une source qui rayonne une onde sphérique de centre P (Fig. 2.8). Après un temps δt , l'enveloppe des ondelettes (celle située en aval de l'onde incidente) constitue le front de l'onde à $t + \delta t$. Fresnel (1816) a formalisé et complété ce principe en postulant que les ondelettes émises se propagent avec la même amplitude et la même phase que l'onde incidente au point P . Un élément de surface d'aire $d\sigma$ autour d'un point P quelconque du front d'onde rayonne une onde sphérique dont l'amplitude complexe en un point M quelconque de l'espace, est de la forme

$$\vec{A}_\nu(P) \frac{e^{-ik\|\vec{PM}\|}}{\|\vec{PM}\|} d\sigma, \quad (2.2.1)$$

où $\vec{A}(P)$ est l'amplitude complexe du champ en P , et $k = 2\pi/\lambda$. Ainsi, le champ créé en un point M quelconque de l'espace est la somme des ondelettes créées par le front d'onde (eq. 2.2.1) et s'exprime ainsi :

$$\vec{E}_\nu(M) = \int_{\mathcal{F}} \vec{A}_\nu(P) \frac{e^{-ik\|\vec{PM}\|}}{\|\vec{PM}\|} d\sigma \quad (2.2.2)$$

2.2.2 Forme de l'onde observée

Plusieurs simplifications peuvent être faites :

1. La source observée étant située à très grande distance, on peut ramener l'étude de son champ \vec{A}_ν à l'étude de la distribution de brillance sur la sphère céleste \mathcal{S} (de rayon $\|\vec{R}\|$) dans laquelle il n'y aurait aucun autre rayonnement. On appellera cette distribution $\vec{\mathcal{E}}_\nu(\vec{R})$.
2. Pour la même raison, on peut se placer dans l'approximation paraxiale : le rayonnement se propage le long de la ligne de visée, et on assimilera la sphère céleste autour de la source à un plan (plan du ciel).
3. De plus, considérant que cette sphère est vide, on peut appliquer le principe de Huygens-Fresnel (eq 2.2.2).

Le champ créé en un point de l'espace localisé par \vec{u} est donc :

$$\vec{E}_\nu(\vec{u}) = \int_{\mathcal{S}} \vec{\mathcal{E}}_\nu(\vec{R}) \frac{e^{-2\pi i \nu \|\vec{R} - \vec{u}\|/c}}{\|\vec{R} - \vec{u}\|} d\sigma \quad (2.2.3)$$

Pour plus de simplicité, on associe aux champs \vec{E}_ν et $\vec{\mathcal{E}}_\nu$ les grandeurs complexes E_ν et \mathcal{E}_ν . L'équation 2.2.3 se réécrit donc ainsi :

$$E_\nu(\vec{u}) = \int_S \mathcal{E}_\nu(\vec{R}) \frac{e^{-2\pi i \nu \|\vec{R} - \vec{u}\|/c}}{\|\vec{R} - \vec{u}\|} d\sigma \quad (2.2.4)$$

2.2.3 Fonction de cohérence spatiale de l'onde

Le produit de corrélation de l'onde entre 2 points localisés par \vec{u}_1 et \vec{u}_2 est défini par :

$$V_\nu(\vec{u}_1, \vec{u}_2) = \langle E_\nu(\vec{u}_1) \cdot \overline{E_\nu(\vec{u}_2)} \rangle \quad (2.2.5)$$

Remplaçons E_ν par son expression donnée par l'équation 2.2.4 :

$$V_\nu(\vec{u}_1, \vec{u}_2) = \left\langle \iint \mathcal{E}_\nu(\vec{R}_1) \overline{\mathcal{E}_\nu(\vec{R}_2)} \frac{e^{-2\pi i \nu \|\vec{R}_1 - \vec{u}_1\|/c}}{\|\vec{R}_1 - \vec{u}_1\|} \frac{e^{2\pi i \nu \|\vec{R}_2 - \vec{u}_2\|/c}}{\|\vec{R}_2 - \vec{u}_2\|} d\sigma_1 d\sigma_2 \right\rangle \quad (2.2.6)$$

Or, le rayonnement produit par une source astronomique n'est pas spatialement cohérent, donc $\langle \mathcal{E}_\nu(\vec{R}_1) \overline{\mathcal{E}_\nu(\vec{R}_2)} \rangle = 0$ pour $\vec{R}_1 \neq \vec{R}_2$. Cette simplification nous amène à :

$$V_\nu(\vec{u}_1, \vec{u}_2) = \int \langle |\mathcal{E}_\nu(\vec{R})|^2 \rangle \|\vec{R}\| \frac{e^{-2\pi i \nu \|\vec{R} - \vec{u}_1\|/c}}{\|\vec{R} - \vec{u}_1\|} \frac{e^{2\pi i \nu \|\vec{R} - \vec{u}_2\|/c}}{\|\vec{R} - \vec{u}_2\|} d\sigma \quad (2.2.7)$$

On définit :

- ◇ le vecteur unitaire $\vec{s} = \vec{R} / \|\vec{R}\|$
- ◇ l'intensité observée $B_\nu(\vec{s}) = \|\vec{R}\| \langle |\mathcal{E}_\nu(\vec{R})|^2 \rangle$.

La grande distance à laquelle se trouve la source observée nous permet de remplacer l'élément de la sphère céleste $d\sigma$ par $R^2 d\Omega$, et de négliger les termes en u/R . L'équation 2.2.7 devient alors :

$$V_\nu(\vec{u}_1, \vec{u}_2) = \int B_\nu(\vec{s}) e^{-2\pi i \nu \vec{s} \cdot (\vec{u}_1 - \vec{u}_2)/c} d\Omega \quad (2.2.8)$$

Il est important de noter que ce produit de corrélation ne dépend que du vecteur reliant les points 1 et 2, et non de la localisation exacte de ces points. Il est inutile de mesurer V_ν pour toutes les couples de points du plan : on peut déterminer toutes les propriétés de corrélation du champ produit par la source en fixant le point 1 et en faisant bouger 2 autour de lui. V_ν est la fonction de cohérence spatiale du champ \vec{E}_ν .

Un interféromètre est un instrument conçu pour mesurer cette fonction de cohérence spatiale, aussi appelée Visibilité.

2.3 Calcul de la distribution de brillance d'une source à partir des visibilités

Une caractéristique de l'équation 2.2.8 est que l'on peut, dans une certaine limite, l'inverser, c'est-à-dire exprimer B_ν en fonction de V_ν . Plusieurs conditions sont nécessaires pour que l'inversion soit possible.

2.3.1 Conditions nécessaires à l'inversion

2.3.1.a Les mesures sont confinées dans un plan

On peut choisir de réaliser toutes les mesures dans un plan tel que les vecteurs \vec{u}_1 et \vec{u}_2 soient coplanaires. On appellera un tel plan le plan uv . Par soucis de simplicité, on exprimera les coordonnées dans ce plan en unités de longueurs d'onde. Ainsi, $\vec{u}_1 - \vec{u}_2 = (\lambda u, \lambda v, 0)$. Dans ce même système de coordonnées, le vecteur unitaire \vec{s} a pour coordonnées $(l, m, \sqrt{1 - l^2 - m^2})$. L'équation 2.2.8 devient alors :

$$V_\nu(u, v, w \equiv 0) = \iint B_\nu(l, m) \frac{e^{-2\pi i(ul+vm)}}{\sqrt{1 - l^2 - m^2}} dl dm \quad (2.3.1)$$

Cette nouvelle équation est explicite : la fonction de cohérence $V_\nu(u, v, w \equiv 0)$ est la Transformée de Fourier (TF) de l'intensité modifiée $B_\nu(l, m)/\sqrt{1 - l^2 - m^2}$. On sait donc sous quelles conditions cette relation peut s'inverser et donner B_ν en fonction de V_ν .

2.3.1.b La source observée est entièrement située dans une petite région du ciel

Si la totalité du rayonnement observé provient d'une toute petite partie de la sphère céleste, alors $\sqrt{1 - l^2 - m^2} \simeq 1$, et l'équation 2.3.1 devient :

$$V_\nu(u, v) = \iint B_\nu(l, m) e^{-2\pi i(ul+vm)} dl dm \quad (2.3.2)$$

qui s'inverse ainsi :

$$B_\nu(l, m) = \iint V_\nu(u, v) e^{2\pi i(ul+vm)} du dv \quad (2.3.3)$$

Ainsi, pour déterminer l'intensité d'une source, il suffit de connaître les visibilités $\forall u$ et $\forall v$. Cependant, plusieurs effets viennent se greffer à cette (trop belle) équation.

2.3.2 Problèmes dus à l'échantillonnage discret

Il est impossible de connaître les visibilités pour tout le plan uv , cela nécessiterait une infinité d'antennes. Les visibilités ne sont échantillonnées que pour un nombre limité de couples (u, v) . On définit alors la fonction d'échantillonnage $S(u, v)$, qui vaut 1 si le couple (u, v) a été échantillonné et 0 sinon. Cette fonction est également appelée couverture du plan uv ou couverture uv .

L'intensité B_ν^D que l'on peut calculer est dégradée par l'échantillonnage discret, et au lieu de calculer la TF de V_ν , on calcule celle de $V_\nu S$:

$$B_\nu^D(l, m) = \iint V_\nu(u, v) S(u, v) e^{2\pi i(ul+vm)} du dv \quad (2.3.4)$$

$$\begin{aligned} B_\nu^D &= \text{TF}(V_\nu \cdot S) \\ &= \text{TF}(V_\nu) \otimes \text{TF}(S) \\ &= B_\nu \otimes D \end{aligned} \quad (2.3.5)$$

où \otimes représente le produit de convolution et D le *lobe sale*. B_ν^D est appelée *image dégradée ou sale* (dirty map). On peut remonter à B_ν en déconvoluant B_ν^D par D .

Ainsi, plus le nombre des couples (u, v) échantillonnés sera grand, plus S se rapprochera de la fonction unité, et plus B_ν^D sera proche de B_ν .

2.3.3 Effet de la forme du lobe primaire

Le signal issu d'un interféromètre est également affecté par la forme du lobe primaire (§ 2.1.3.d), et, en supposant que l'interféromètre est composé d'antennes identiques, la formule 2.3.2 devient alors :

$$V_\nu(u, v) = \iint g_\nu(l, m) B_\nu(l, m) e^{-2\pi i(ul+vm)} dl dm \quad (2.3.6)$$

où $g_\nu(l, m)$ est le gain directionnel de l'antenne à la fréquence ν dans la direction du point de coordonnées (l, m) dans le plan du ciel.

Après la déconvolution de l'image dégradée par le lobe sale, on obtient donc $g_\nu(l, m) B_\nu(l, m)$, qu'il faut diviser par le lobe $g_\nu(l, m)$ pour obtenir la carte de la distribution de brillance B_ν .

2.4 L'interférométrie en pratique

Habituellement, pour chaque observation, on définit un centre de phase \vec{s}_0 qui est localisé au centre de la source. Ainsi, on associe à chaque vecteur \vec{s} (défini au §2.2.3) le vecteur $\vec{\sigma} = \vec{s} - \vec{s}_0$, où $\vec{\sigma}$ appartient au plan du ciel. Comme il a été vu au §2.2.3, c'est le vecteur qui sépare les 2 antennes qui est important. On le nomme **ligne de base** et on le note \vec{b} . On exprime généralement la ligne de base en unités de longueur d'onde. Dans ce cas, elle est notée $\vec{b}_\lambda = \frac{\vec{b}}{\lambda}$. L'équation 2.2.8 se réécrit alors ainsi, en tenant compte du §2.3.3 :

$$V_\nu(\vec{b}) = \int g_\nu(\vec{\sigma}) B_\nu(\vec{\sigma}) e^{-2\pi i \vec{\sigma} \cdot \vec{b}_\lambda} d\Omega \quad (2.4.1)$$

2.4.1 Couverture uv

Les différentes lignes de base sont repérées dans un système de coordonnées (u, v, w) . w est le long de la ligne de visée (selon \vec{s}_0), le plan (u, v) est normal à \vec{s}_0 , u pointe vers l'est et v vers le nord. Ce repère étant lié à la source, les coordonnées d'une ligne de base varient avec le temps à cause de la rotation terrestre.

Pour déterminer les coordonnées (u, v, w) d'une ligne de base, on a besoin de calculer d'abord la position relative des antennes dans un repère fixe (X, Y, Z) . Dans un repère équatorial, les axes (X) , (Y) et (Z) ont les coordonnées suivantes :

$$(X) \begin{cases} H = 0 \\ \delta = 0 \end{cases} \quad (Y) \begin{cases} H = -6^h \\ \delta = 0 \end{cases} \quad (Z) \begin{cases} \delta = 90^\circ \end{cases} \quad (2.4.2)$$

où H est l'angle horaire de la source et δ son élévation. Dans le repère (X, Y, Z) , la ligne de base \vec{b}_λ a les coordonnées suivantes :

$$\begin{bmatrix} X_\lambda \\ Y_\lambda \\ Z_\lambda \end{bmatrix} = \frac{b}{\lambda} \begin{bmatrix} \cos \mathcal{L} \sin \mathcal{E} - \sin \mathcal{L} \cos \mathcal{E} \cos \mathcal{A} \\ \cos \mathcal{E} \sin \mathcal{A} \\ \sin \mathcal{L} \sin \mathcal{E} + \cos \mathcal{L} \cos \mathcal{E} \cos \mathcal{A} \end{bmatrix} \quad (2.4.3)$$

où b est la distance entre les 2 antennes, \mathcal{L} est la latitude de l'interféromètre, \mathcal{E} l'élévation de la ligne de base et \mathcal{A} son azimuth. L'azimuth est l'angle, compté positivement vers l'Est, entre le Nord et la ligne de base. L'élévation de la ligne de base est l'angle que fait la ligne de base avec l'horizon local de la 1^{ère} antenne. Pour un interféromètre qui ne s'étend que sur quelques kilomètres au maximum sur sol plat, cette élévation est presque nulle. Elle ne devient importante que pour le VLBI (Very Long Baseline Interferometry), dont les antennes sont réparties aux 4 coins de la Terre.

Dans le système (u, v, w) , la ligne de base \vec{b}_λ aura les coordonnées suivantes :

$$\vec{b}_\lambda = \begin{bmatrix} u \\ v \\ w \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sin H_0 & \cos H_0 & 0 \\ -\sin \delta_0 \cos H_0 & \sin \delta_0 \sin H_0 & \cos \delta_0 \\ \cos \delta_0 \cos H_0 & -\cos \delta_0 \sin H_0 & \sin \delta_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} X_\lambda \\ Y_\lambda \\ Z_\lambda \end{bmatrix} \quad (2.4.4)$$

où H_0 et δ_0 sont respectivement l'angle horaire et la déclinaison du centre de phase. Notons que δ_0 est fixe mais que H_0 varie avec le temps :

$$H_0 = LST - \alpha_0 \quad (2.4.5)$$

où LST est l'heure sidérale au moment des observations et α_0 l'ascension droite du centre de phase.

Calculons explicitement les coordonnées u et v :

$$u = X_\lambda \sin H_0 + Y_\lambda \cos H_0 \quad (2.4.6)$$

$$v = -X_\lambda \sin \delta_0 \cos H_0 + Y_\lambda \sin \delta_0 \sin H_0 + Z_\lambda \cos \delta_0 \quad (2.4.7)$$

$$= -\sin \delta_0 (X_\lambda \cos H_0 - Y_\lambda \sin H_0) + Z_\lambda \cos \delta_0 \quad (2.4.8)$$

élevons-les au carré :

$$u^2 = X_\lambda^2 \sin^2 H_0 + Y_\lambda^2 \cos^2 H_0 + 2X_\lambda Y_\lambda \sin H_0 \cos H_0 \quad (2.4.9)$$

$$(v - Z_\lambda \cos \delta_0)^2 = \sin^2 \delta_0 (X_\lambda \cos H_0 - Y_\lambda \sin H_0)^2 \quad (2.4.10)$$

$$\frac{(v - Z_\lambda \cos \delta_0)^2}{\sin^2 \delta_0} = X_\lambda^2 \cos^2 H_0 + Y_\lambda^2 \sin^2 H_0 - 2X_\lambda Y_\lambda \sin H_0 \cos H_0 \quad (2.4.11)$$

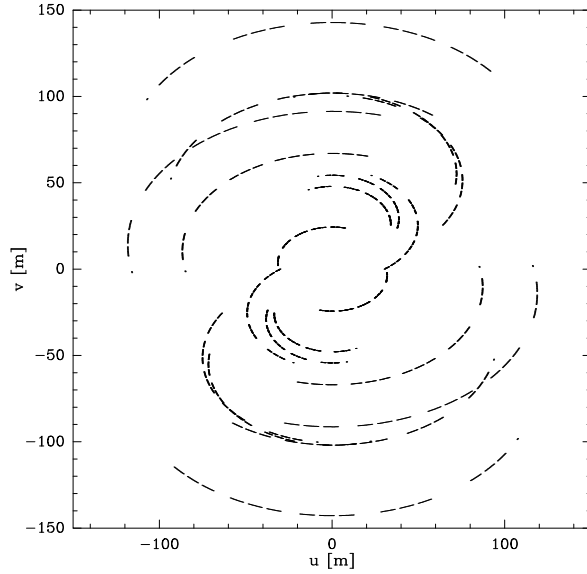


Figure 2.9 – Exemple de couverture uv . C'est celle obtenue lors des observations de la comète Hale-Bopp à l'Interféromètre du Plateau de Bure le 11 mars 1997.

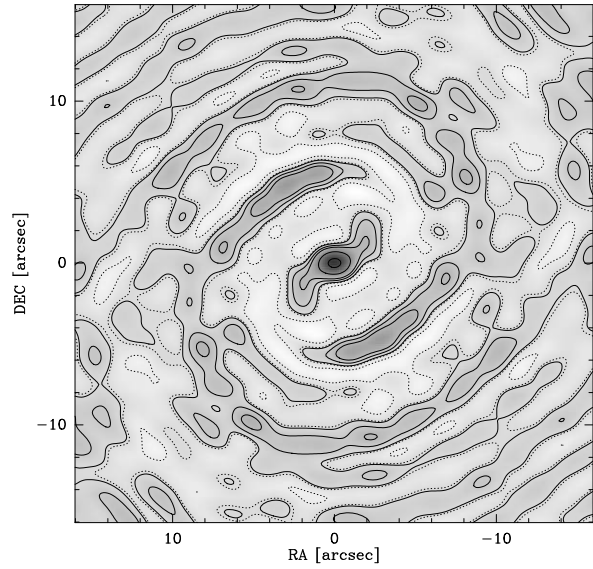


Figure 2.10 – Lobe sale associé à la couverture uv présentée ci-contre. Les isocontours sont représentés en traits pleins pour 1%, 10%, 20%, 50% et 90% du maximum central, et en pointillés pour -1% et -10%.

et additionnons les équations 2.4.9 et 2.4.11 :

$$u^2 + \frac{(v - Z_\lambda \cos \delta_0)^2}{\sin^2 \delta_0} = X_\lambda^2 + Y_\lambda^2 \quad (2.4.12)$$

L'équation 2.4.12 décrit, dans le plan uv , une ellipse de demi grand axe $\sqrt{X_\lambda^2 + Y_\lambda^2}$ et de demi petit axe $\sin \delta_0 \sqrt{X_\lambda^2 + Y_\lambda^2}$. Cette ellipse est centrée sur l'axe v , au point $(u, v) = (0, Z_\lambda \cos \delta_0)$. La portion d'ellipse que forme chaque ligne de base augmente avec le temps d'observation : plus on observe longtemps, plus la couverture uv sera importante. Notons également que, puisque $(g_\nu B_\nu)$ est une fonction réelle, sa TF, V_ν , possède la propriété de symétrie centrale : $V_\nu(u, v) = V_\nu(-u, -v)$. Ainsi, ce n'est pas 1, mais 2 arcs d'ellipse qui sont créés par la ligne de base \vec{b}_λ . La figure 2.9 montre un exemple de couverture uv .

Plus on observe longtemps une source, meilleure sera la couverture uv , et plus la carte de distribution de brillance résultante sera fidèle à la réalité.

2.4.2 Réalisation d'une carte à partir des visibilitées

Ici, on supposera que nous disposons de visibilitées déjà étalonnées. Ces visibilitées représentent la TF de la distribution de brillance de la source, échantillonnées aux points (u, v) localisés par la couverture uv .

2.4.2.a Des visibilitées à l'image sale

La première étape consiste à calculer l'image sale B^D , qui représente la TF de $V \cdot S$. Pour des raisons de temps de calcul, on utilise généralement un algorithme de Transformée de Fourier Rapide (FFT ou Fast Fourier Transform). Cette méthode nécessite que la fonction à transformer soit échantillonnée sur 2^n points (n quelconque), régulièrement espacés dans le plan de Fourier. Il faut donc estimer par interpolation, les visibilitées aux points qui ne sont pas échantillonnés. Pour cela, on convolue $V \cdot S$ par une fonction G dite « de grillage » (une gaussienne ou un sinus cardinal apodisé par une gaussienne car ces fonctions ne dégradent pas trop l'information), et on calcule les valeurs correspondant aux noeuds de la grille. La fonction ainsi obtenue est :

$$V_g = G \otimes (V \cdot S) \quad (2.4.13)$$

Or,

$$\text{TF}(V_g) = \text{TF}(G) \cdot \text{TF}(V \cdot S) \quad (2.4.14)$$

$$= \text{TF}(G) \cdot B^D \quad (2.4.15)$$

Et ainsi :

$$B^D = \frac{\text{TF}(V_g)}{\text{TF}(G)} \quad (2.4.16)$$

Ainsi, en effectuant la TF de V_g , et en la divisant par la TF de G , on peut calculer l'image sale de la distribution de brillance de la source.

2.4.2.b De l'image sale à l'image propre

Rappelons (cf. eq. 2.3.4) que l'image sale B^D est le produit de convolution de l'image propre B (la distribution de brillance de la source observée) par le lobe sale D (la TF de la fonction d'échantillonnage S). Pour remonter jusqu'à l'image propre, il faut donc déconvoluer B^D par D . Or, la déconvolution n'est pas une opération mathématique directe, et nécessite donc de connaître par avance quelques informations sur le résultat à obtenir. Cette étape de nettoyage de l'image sale emploie généralement l'algorithme *CLEAN* développée par Högbom (1974). Cet algorithme repose sur une décomposition de l'image de la source en une somme de sources ponctuelles, chacune ayant sa propre intensité. À l'image sale, on soustrait la réponse sale de l'interféromètre à une source ponctuelle d'intensité donnée. Quand il ne reste presque plus rien sur l'image sale (il ne reste rien au-dessus d'un certain seuil, fixé par l'observateur), la somme des sources ponctuelles nous donne l'image de la source. Voici le détail de l'algorithme. deux cartes lui sont nécessaires : la carte des résidus et la carte des sources ponctuelles.

1. Initialiser la carte des résidus à l'image sale
2. Initialiser la carte des sources ponctuelles à zéro
3. Localiser dans la carte des résidus, le point P d'intensité maximale I_m (en valeur absolue)
4. Ajouter dans la carte des sources ponctuelles une fraction γ de cette intensité au point P (γ est appelé le gain de boucle ou *loop gain*)

5. Soustraire à la carte des résidus le produit du lobe sale par γI_m (ce qui est équivalent à la réponse sale de l’interféromètre à une source ponctuelle d’intensité γI_m)
6. Si l’intensité maximale de la carte des résidus est supérieure au seuil fixé par l’observateur, retourner au 3.
7. Convoluer la carte des sources ponctuelles par le lobe propre (une gaussienne à 2 dimensions ajustant le lobe principal du lobe sale).
8. La somme de cette carte convoluée à la carte des résidus constitue l’image propre.

Cet algorithme possède plusieurs inconvénients :

- ◇ seule le quart interne de l’image peut être nettoyé correctement à cause des nombreux lobes secondaires du lobe sale.
- ◇ les choix du lobe propre, du gain de boucle et du seuil seront déterminants quant au résultat final.
- ◇ il produit ainsi une solution non unique, fortement dépendante des paramètres fixés par l’observateur.

Il existe d’autres algorithmes, dont la plupart ne sont que des variations autour de *CLEAN*. Une méthode radicalement différente existe cependant : la méthode du maximum d’entropie, dite *MEM* (voir Perley *et al.*, 1989, chap. 8). Cette dernière, moins répandue dans le milieu de la radioastronomie que dans les autres longueurs d’onde, possède elle aussi ses qualités et ses défauts, si bien qu’il est difficile de dire avec certitude laquelle est meilleure. D’ailleurs, certains algorithmes sont des hybrides de ces 2 méthodes.

2.4.2.c Comment améliorer la couverture uv ?

Pour un interféromètre composé de n antennes de diamètre D , la couverture uv aura les faiblesses suivantes :

- ◇ elle ne couvrira pas les petites lignes de base. En effet, en supposant que l’on puisse disposer les antennes de façon adjacente, elles seront au minimum distantes de D . Les lignes de base plus petites que D ne seront pas échantillonnées : en particulier le point ($u = 0, v = 0$) qui représente le flux total de la source.
- ◇ des zones entières ne seront pas échantillonnées. Un exemple en est donné en figure 2.9

On peut améliorer la couverture uv de 3 manières :

- ◇ L’observation de la même source avec une antenne unique permet de calculer le flux total de la source, ce qui nous fournit le point ($u = 0, v = 0$). Cette mesure peut s’effectuer avec les antennes de l’interféromètre, mais au lieu de corrélérer les signaux entre chaque couple d’antennes, on corrèle le signal de chaque antenne avec lui-même. La simultanéité des observations est très importante pour les objets variables tels que les comètes.
- ◇ Cumuler des observations avec des configurations d’antennes différentes permet de combler les trous. Ainsi, les antennes des interféromètres sont généralement montées sur des stations disposées en forme de T ou de Y. Un transporteur est alors utilisé pour changer une antenne de station. Le problème de cette solution est que le changement de configuration

d'un interféromètre n'est pas une opération instantanée, et peut nécessiter jusqu'à une journée de manœuvres pendant lesquelles les observations sont évidemment interrompues. La simultanéité des observations n'est donc pas possible.

- ◊ Cumuler les observations avec celles d'un autre interféromètre dont les antennes sont plus petites, permet d'échantillonner les petites lignes de base. Les observations peuvent en théorie se dérouler simultanément, mais pour des raisons de logistique, cette méthode est délicate à mettre en place, à moins que les 2 interféromètres ne dépendent du même organisme.

Bibliographie

Burke, B. F. et Graham-Smith, F. (1996).

An Introduction to Radio Astronomy. Cambridge University Press.

Fresnel, A. (1816).

Mémoire sur la diffraction. Dans *Annales de chimie et de physique*, volume 1. Crochard.

Greve, A. (2000).

Radio Antennas. Dans *Proceedings from IRAM Millimeter Interferometry Summer School 2*, pages 1–14. Institut de Radio Astronomie Millimétrique.

Guilloteau, S. (2000).

Millimetre Interferometers. Dans *Proceedings from IRAM Millimeter Interferometry Summer School 2*, pages 15–24. Institut de Radio Astronomie Millimétrique.

Högbom, J. A. (1974).

Aperture Synthesis with a Non-Regular Distribution of Interferometer Baselines. *Astronomy & Astrophysics Supplement Series*, **15** :417–426.

Huygens, C. (1678).

Traité de la lumière.

Kraus, J. D. (1966).

Radio astronomy. McGraw-Hill.

Perley, R. A., Schwab, F. R., et Bridle, A. H. (1989).

Synthesis Imaging in Radio Astronomy. Astronomical Society of the Pacific.

Rohlfs, K. et Wilson, T. L. (2000).

Tools of Radio Astronomy. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, Astronomy & Astrophysics Library.

Thompson, A. R., Moran, J. M., et Swenson, G. W. (1991).

Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy. Krieger Publishing Company, Malabar, Florida.

Chapitre 3

Les comètes en spectroscopie radio

L'outil essentiel pour déterminer la composition des comètes est sans nul doute la spectroscopie. Mais les molécules mères émettent essentiellement dans le domaine radio (raies de rotation) et infrarouge (bandes de vibration). Or, jusqu'à il y a une vingtaine d'années, les astronomes ne disposaient pas de télescopes leur permettant d'observer dans ces domaines de longueur d'ondes. À quelques exceptions près, les seules raies accessibles étaient les bandes électroniques (émises dans le visible et l'ultraviolet) des atomes et des ions issus de la photodissociation des molécules mères. Ainsi, pour déterminer la composition du noyau qui serait susceptible de donner les produits dans les quantités observées, la méthode était très indirecte. Il fallait développer des modèles chimiques de photodissociation et/ou deviner quelle molécule pouvait être à l'origine d'une espèce observée. L'avènement de la radioastronomie a donc considérablement simplifié la tâche des astronomes en offrant la possibilité d'observer directement les molécules mères.

3.1 Observations des molécules mères

3.1.1 L'eau

L'eau est le composant le plus abondant des comètes. Cette molécule nous sert de référence pour déterminer la composition du noyau d'une comète. Or, l'atmosphère terrestre contient de l'eau, elle est donc opaque aux raies de l'eau extra-terrestre. Pour observer l'eau cométaire, on peut observer les produits de la photodissociation de l'eau (principalement le radical OH), les bandes chaudes de l'eau en infrarouge (Weaver *et al.*, 1999), ou bien utiliser un satellite, qui se soustrait de l'absorption atmosphérique.

À l'heure actuelle, 3 satellites ont observé les raies rotationnelles de l'eau : ISO (Infrared Space Observatory), SWAS (Submillimetre Wave Astronomy Satellite) et ODIN. Malgré l'observation directe de cette molécule, il est délicat de remonter à la production de H_2O , car elle est très abondante près du noyau, et ses raies sont optiquement épaisses. Leur étude nécessite de développer des modèles de transfert de rayonnements complexes.

3.1.2 Les autres molécules mères

La chronologie des découvertes des molécules mères est présentée dans le tableau 3.1 (voir aussi le tableau 1.1, page 9 pour un exemple de composition de noyau). Découvrir de nouvelles molécules mères est une tâche délicate. En effet, pour déterminer la composition d'un noyau cométaire, des spectres à très haute résolution sont nécessaires. Ceux-ci ne couvrant pas une bande de fréquence très large, il est presque impossible de découvrir une nouvelle molécule par hasard pendant l'observation d'une autre molécule.

À partir des spectres des molécules mères, la composition du noyau, la température et la vitesse du gaz dans la coma peuvent être déterminées. Les méthodes employées seront décrites au chapitre 5.

Année	Comète	Technique	Molécules
1973	C/1973 E1 (Kohoutek)	radio	HCN ?
1976	C/1975 V1 (West)	UV	CO, CS
1983	C/1983 H1 (IRAS-Araki-Alcock)	radio	NH_3 ?
		UV	S_2
1985-1986	1P/Halley	radio	HCN, H_2CO ?
		IR	H_2O , CO_2
1990	C/1989 X1 (Austin), C/1990 K1 (Levy)	radio	H_2CO , H_2S , CH_3OH
1996	C/1996 B2 (Hyakutake)	radio	NH_3 , HNC, CH_3CN , OCS, HNCO ?
		IR	CH_4 , C_2H_2 , C_2H_6
1997	C/1995 O1 (Hale-Bopp)	radio	OCS, HNCO, HC_3N , SO_2 , HCOOH , H_2CS , NH_2CHO , HCOOCH_3 , CH_3CHO

Tableau 3.1 – Molécules mères dans les comètes : chronologie des premières détections (Crovisier et Bockelée-Morvan, 1999). Les points d'interrogation indiquent une première détection incertaine.

3.2 Observation du radical OH

En 1973, les raies à 18 cm du radical OH ont été observées pour la première fois dans la comète C/1973 E1 (Kohoutek) (Biraud *et al.*, 1974; Turner, 1974). Depuis, ce radical est régulièrement observé dans les comètes qui passent à proximité du Soleil. En particulier, le radiotélescope de Nançay a observé ces raies dans plus de 50 comètes (Crovisier *et al.*, 2002). Pour plusieurs

raisons, ce radical est fréquemment utilisé pour déterminer le taux de dégazage de H_2O . D'une part, 85% de la photodissociation de la molécule d'eau dans la coma aboutit à la formation du radical OH, qui est donc très abondant dans la coma. D'autre part, le rayonnement UV solaire excite ce radical, aboutissant à la création d'un maser¹ à 18 cm, dans le Λ -doublet de l'état fondamental de OH. Les raies ainsi produites (en émission ou en absorption, selon la vitesse héliocentrique de la comète) sont fortes et facilement observables. Un autre avantage du radical OH est qu'il est observable depuis le sol, et l'avantage de l'observer en ondes décimétriques est que l'on peut le faire jour et nuit sans contraintes météorologiques.

3.3 Les observations cométaires en interférométrie radio

Bien que l'interférométrie radio se soit développée dès le début des années 1980, son exploitation pour l'étude des comètes reste encore marginale car les émissions cométaires sont le plus souvent très faibles (quelques mK). Comme le montre l'historique qui suit, à part pour OH, il aura fallu attendre des comètes exceptionnelles telles que C/1996 B2 (Hyakutake), qui n'est passée qu'à 0.1 UA de la Terre, ou la géante Hale-Bopp pour obtenir des cartes satisfaisantes.

3.3.1 Le Very Large Array (VLA)

Mis en route en 1980 au Nouveau Mexique (USA) par le National Radio Astronomy Observatory (NRAO), le VLA est constitué de 27 antennes de 25 m de diamètre, dans une configuration en Y fournissant des lignes de base jusqu'à 36 km, et il observe entre 74 MHz (400 cm) et 50 GHz (0.7 cm). Cet interféromètre a permis la réalisation des toutes premières cartes radio interférométriques pour la comète Halley en 1985 et 1986 (de Pater *et al.*, 1986), où les raies à 18 cm de OH ont été cartographiées avec des résolutions de 60" et 120". La comète Wilson a été cartographiée avec succès dans les mêmes longueurs d'onde en 1987, avec des résolutions allant de 30" à 145" (Palmer *et al.*, 1989). Des cartes similaires de OH dans la comète 1991 A1 (Shoemaker-Levy) en 1992 ont également été rapportées par Palmer *et al.* (1992). Des observations du continuum à 3.55 cm dans la comète Hyakutake en 1996 (Fernández *et al.*, 1997) et à 0.7 et 1.3 cm dans la comète Hale-Bopp en 1997 (de Pater *et al.*, 1998) ont été tentées mais n'ont abouti qu'à des limites supérieures.

3.3.2 L'interféromètre de BIMA

L'interféromètre de Berkeley Illinois Maryland Association (BIMA) est situé en Californie (USA). Il est composé de 10 antennes de 6.1 m de diamètre, avec des lignes de base pouvant aller de 7 m à 2 km, et observe à 3 mm (70–116 GHz) et 1 mm (210–270 GHz). Des observations ont été tentées dans la comète Hyakutake (de Pater *et al.*, 1997) en continuum à 2.7 mm, mais avec le même succès relatif que pour le VLA. Par contre, la comète Hale-Bopp a donné de très beaux résultats. Des cartes du continuum à 3 mm ont été réalisées (de Pater *et al.*, 1998). La raie de HCN $J(1-0)$ à 3 mm (89 GHz) a été cartographiée (Wright *et al.*, 1998; Veal *et al.*, 2000;

¹microwave amplifier by stimulated emission of radiation



Figure 3.1 – Vue aérienne du VLA. ©D. Finley, NRAO and Associated Universities inc.



Figure 3.2 – Photo du BIMA array

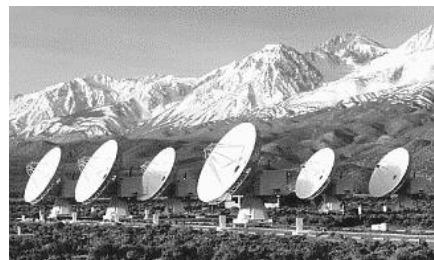


Figure 3.3 – Photo du OVRO millimetre array.

Woodney *et al.*, 2002), ainsi que les raies de CS $J(2-1)$ à 98 GHz (Snyder *et al.*, 2001) et HCO⁺ $J(1-0)$ à 89 GHz (Wright *et al.*, 1998).

3.3.3 L'interféromètre d'OVRO

L'interféromètre d'Owens Valley Radio Observatory (OVRO) appartient au California Institute of Technology (Caltech) et est constitué de 6 antennes de 10 m, avec 440 m de ligne de base au maximum. Avec des récepteurs à 1 mm et 3 mm, il a permis la cartographie des raies de HCN $J(1-0)$, HNC $J(1-0)$ à 89 GHz, DCN $J(3-2)$ à 217 GHz, et HDO $2_{11} - 2_{12}$ à 242 GHz (Blake *et al.*, 1999) dans la comète Hale-Bopp. La comète 1999/S4 (LINEAR) a également été observée avec cet instrument, mais ces observations n'ont abouti qu'à une limite supérieure (Hogerheijde *et al.*, 2002) en mode interférométrique pour la raie HCN $J(1-0)$.

3.3.4 L'interféromètre du Plateau de Bure de l'IRAM



Figure 3.4 – Vues du Plateau de Bure. La vue aérienne de gauche montre l'interféromètre tel qu'il était lors des observations (avec 5 antennes) et celle de droite l'instrument actuel, avec sa 6^{ème} antenne.

L'interféromètre de l'Institut de RadioAstronomie Millimétrique (IRAM) est situé sur le Plateau de Bure, dans les Hautes Alpes (France), à une altitude de 2560 m (voir Guilloteau

et al. 1992 pour une description complète de l'instrument). Cet instrument est actuellement composé de 6 antennes de 15 m (mais seulement 5 au moment des observations de la comète de Hale-Bopp) et de récepteurs à 3 mm (80–115 GHz) et 1 mm (210–250 GHz). Sa configuration en T fournit des lignes de base de 61 m à 400 m. Des observations de la comète Hyakutake ont été réalisées en 1996 en continuum (Altenhoff *et al.*, 1999) et en spectroscopie, ces dernières ayant mené à la détection de CH₃CN (Dutrey *et al.*, 1996), ainsi que de CO $J(2-1)$ et HCN $J(1-0)$ (Despois *et al.*, 1996). La comète Hale-Bopp, qui est au centre de ma thèse, a été observée avec succès en continuum (Altenhoff *et al.*, 1999) (ces données ayant abouti à une estimation du diamètre du noyau de la comète de 44.2 ± 2.3 km) et en spectroscopie par notre équipe (Wink *et al.*, 1999; Henry *et al.*, 2003, 2002), ce qui constitue le cœur de mon travail. Cet interféromètre a également été utilisé en mode antenne unique et a permis la détection de nouvelles molécules : SO₂ et HCOOH (Bockelée-Morvan *et al.*, 2000).

Bibliographie

Altenhoff, W. J., Bieging, J. H., Butler, B., Butner, H. M., Chini, R., Haslam, C. G. T., Kreysa, E., Martin, R. N., Mauersberger, R., McMullin, J., Muders, D., Peters, W. L., Schmidt, J., Schraml, J. B., Sievers, A., Stumpff, P., Thum, C., von Kap-Herr, A., Wiesemeyer, H., Wink, J. E., et Zylka, R. (1999).

Coordinated radio continuum observations of comets Hyakutake and Hale-Bopp from 22 to 860 GHz. *Astronomy & Astrophysics*, **348** :1020–1034.

Biraud, F., Bourgois, G., Crovisier, J., Fillit, R., Gerard, E., et Kazes, I. (1974).

OH Observation of Comet Kohoutek (1973f) at 18 cm Wavelength. *Astronomy & Astrophysics*, **34** :163–166.

Blake, G. A., Qi, C., Hogerheijde, M. R., Gurwell, M. A., et Muhleman, D. O. (1999).

Sublimation from icy jets as a probe of the interstellar volatile content of comets. *Nature*, **398** :213–215.

Bockelée-Morvan, D., Lis, D. C., Wink, J. E., Despois, D., Crovisier, J., Bachiller, R., Benford, D. J., Biver, N., Colom, P., Davies, J. K., Gérard, E., Germain, B., Houde, M., Mehringer, D., Moreno, R., Paubert, G., Phillips, T. G., et Rauer, H. (2000).

New molecules found in comet C/1995 O1 (Hale-Bopp). Investigating the link between cometary and interstellar material. *Astronomy & Astrophysics*, **353** :1101–1114.

Crovisier, J. et Bockelée-Morvan, D. (1999).

Remote Observations of the Composition of Cometary Volatiles. *Space Science Reviews*, **90** :19–32.

Crovisier, J., Colom, P., Gérard, E., Bockelée-Morvan, D., et Bourgois, G. (2002).

Observations of the OH 18-cm lines in comets at Nançay : The data base. Observations made in 1982–1999. *Astronomy & Astrophysics*, **393** :1053–1064.

de Pater, I., Forster, J. R., Wright, M., Butler, B. J., Palmer, P., Veal, J. M., A'Hearn, M. F., et Snyder, L. E. (1998).

BIMA and VLA Observations of Comet Hale-Bopp at 22-115 GHz. *Astronomical Journal*, **116** :987–996.

de Pater, I., Palmer, P., et Snyder, L. E. (1986).

The brightness distribution of OH around Comet Halley. *Astrophysical Journal*, **304** :L33–L36.

de Pater, I., Snyder, L. E., Mehringer, D. M., Wright, M., Veal, J. M., Fernández, Y. R., Palmer, P., et A'Hearn, M. F. (1997).

BIMA array observations of comet Hyakutake : upper limit to the 2.7 mm continuum emission. *Planetary and Space Science*, **45** :731–734.

Despois, D., Wink, J., Neri, R., Lucas, R., Grewing, M., Guilloteau, S., Dutrey, A., Colom, P., Bockelée-Morvan, D., Gerard, E., Rauer, H., Biver, N., Crovisier, J., Znojil, V., Sarneczky, K., Keen, R., Zanutta, M. V., Pereira, A., Paradowski, M. L., et Spratt, C. E. (1996).

Comet C/1996 B2 (Hyakutake). *IAU Circular*, **6388**.

Dutrey, A., Despois, D., Bockelée-Morvan, D., Colom, P., Biver, N., Crovisier, J., Gerard, E., Rauer, H., Grewing, M., Guilloteau, S., Lucas, R., Neri, R., Wink, J., Bohnhardt, H., Barnbandner, O., Mikuz, H., Hale, A., Tichy, M., Merlin, J.-C., Spratt, C. E., et Hornocho, K. (1996).

Comet C/1996 B2 (Hyakutake). *IAU Circular*, **6364**.

Fernández, Y. R., Kundu, A., Lisse, C. M., et A'Hearn, M. F. (1997).

X-Band VLA observations of comet Hyakutake (C/1996 B2) and implications for nuclear properties. *Planetary and Space Science*, **45** :735–739.

Guilloteau, S., Delannoy, J., Downes, D., Greve, A., Guelin, M., Lucas, R., Morris, D., Radford, S. J. E., Wink, J., Cernicharo, J., Forveille, T., Garcia-Burillo, S., Neri, R., Blondel, J., Perrigourad, A., Plathner, D., et Torres, M. (1992).

The IRAM interferometer on Plateau de Bure. *Astronomy & Astrophysics*, **262** :624–633.

Henry, F., Bockelée-Morvan, D., Crovisier, J., et Wink, J. (2002).

Observations of Rotating Jets of Carbon Monoxide in Comet Hale-Bopp with the Iram Interferometer. *Earth Moon and Planets*, **90** :57–60.

Henry, F., Bockelée-Morvan, D., Crovisier, J., et Wink, J. (2003).

Observations of carbon monoxide rotating jets in comet Hale-Bopp with the Plateau de Bure Interferometer. *Astronomy & Astrophysics*. (to be submitted soon).

Hogerheijde, M., de Pater, I., Wright, M. C. H., Forster, J. R., Snyder, L. E., Remijan, A., Woodney, L. M., A'Hearn, M. F., Palmer, P., Kuan, Y.-J., Huang, H.-C., Blake, G. A., Qi, C., Kessler, J., et Liu, S.-Y. (2002).

Combined BIMA and OVRO observations of comet C/1999 S4 (LINEAR). *Astronomical Journal*. (submitted).

Palmer, P., de Pater, I., et Snyder, L. E. (1989).

VLA observations of the OH emission from Comet Wilson (1986) - The value of high resolution in both spatial and velocity coordinates. *Astronomical Journal*, **97** :1791–1797.

Palmer, P., de Pater, I., et Snyder, L. E. (1992).

VLA Observations of OH in Comet Shoemaker-Levy (1991 A1). *Bull. Amer. Astron. Soc.*, **24** :999.

Snyder, L. E., Veal, J. M., Woodney, L. M., Wright, M. C. H., Palmer, P., A'Hearn, M. F., Kuan, Y.-J., de Pater, I., et Forster, J. R. (2001).

BIMA Array Photodissociation Measurements of HCN and CS in Comet Hale-Bopp (C/1995 O1). *Astronomical Journal*, **121** :1147–1154.

Turner, B. E. (1974).

Detection of OH at 18-centimeter Wavelength in Comet Kohoutek (1973f). *Astrophysical Journal*, **189** :L137–L139.

Veal, J. M., Snyder, L. E., Wright, M., Woodney, L. M., Palmer, P., Forster, J. R., de Pater, I., A'Hearn, M. F., et Kuan, Y.-J. (2000).

An Interferometric Study of HCN in Comet Hale-Bopp (C/1995 O1). *Astronomical Journal*, **119** :1498–1511.

Weaver, H. A., Brooke, T. Y., Chin, G., Kim, S. J., Bockelée-Morvan, D., et Davies, J. K. (1999).

Infrared Spectroscopy of Comet Hale-Bopp. *Earth Moon and Planets*, **78** :71–80.

Wink, J., Bockelée-Morvan, D., Despois, D., Colom, P., Biver, N., Crovisier, J., Gérard, E., Lellouch, E., Davies, J. K., Dent, W. R. F., et Jorda, L. (1999).

Evidences for extended sources and temporal modulations in molecular observations of C/1995 O1 (Hale-Bopp) at the IRAM interferometer. *Earth Moon & Planets*, **78** :63–63.

Woodney, L. M., A'Hearn, M. F., Schleicher, D. G., Farnham, T. L., McMullin, J. P., Wright, M. C. H., Veal, J. M., Snyder, L. E., de Pater, I., Forster, J. R., Palmer, P., Kuan, Y.-J., Williams, W. R., Cheung, C. C., et Smith, B. R. (2002).

Morphology of HCN and CN in Comet Hale-Bopp (1995 O1). *Icarus*, **157** :193–204.

Wright, M. C. H., de Pater, I., Forster, J. R., Palmer, P., Snyder, L. E., Veal, J. M., A'Hearn, M. F., Woodney, L. M., Jackson, W. M., Kuan, Y.-J., et Lovell, A. J. (1998).

Mosaicked Images and Spectra of $J = 1 \rightarrow 0$ HCN and HCO^+ Emission from Comet Hale-Bopp (1995 O1). *Astronomical Journal*, **116** :3018–3028.

Chapitre 4

Présentation des observations de la comète Hale-Bopp au Plateau de Bure

4.1 Hale-Bopp : une comète pas comme les autres ?

Découverte le 23 juillet 1995, la comète C/1995 01 (Hale-Bopp) a été en de nombreux points la comète la plus exceptionnelle jamais observée. Sa taille gigantesque et son activité hors du commun ont permis sa découverte 2 ans avant son périhélie, si bien que de nombreuses campagnes d'observations ont pu être menées aboutissant à de grandes avancées dans la connaissance de la physique cométaire.

L'activité de la comète Hale-Bopp a été suivie pour 9 molécules entre août 1995 et janvier 2002 (Biver *et al.*, 1997, 1999, 2002; Colom *et al.*, 1999) : OH, CO, CS, H₂S, H₂CO, CH₃CN, HCN, CH₃OH et HNC. Les détections de HCN à une distance héliocentrique de 6 UA, CH₃OH à 6.1 UA et CO à 14 UA sont les plus lointaines jamais réalisées pour ces molécules dans une comète. Avec un dégazage de l'eau au périhélie de 10^{31} mol/s, Hale-Bopp a été l'une des comètes les plus actives observée jusqu'à ce jour. Étant plus volumineuse que la plupart des autres comètes (seule 95P/Chiron avec 150 km de diamètre la dépasse), elle présentait plus de surface au Soleil, ce qui explique sans doute son activité.

Loin du soleil ($r_h > 3-4$ UA), c'est le CO qui dirige l'activité cométaire, l'eau la dominant à des distances héliocentriques moindres. On connaît ce phénomène depuis longtemps, mais grâce à la découverte précoce de la comète et à son activité particulièrement importante, c'est la

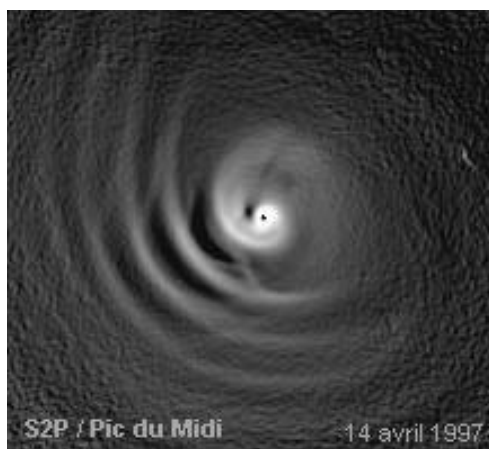


Figure 4.1 – Image du Pic du Midi le 14 avril 1997.

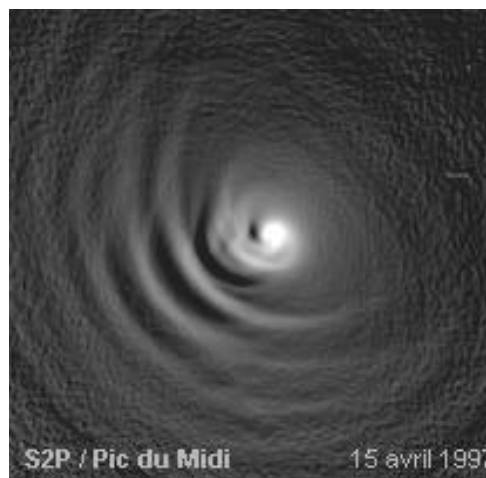


Figure 4.2 – Image du Pic du Midi le 15 avril 1997.

première fois que l'on peut mesurer à quelle distance se passe la transition entre les deux régimes (Biver *et al.*, 2002).

Cette comète est également particulièrement poussiéreuse. Le dégagement de poussières a commencé à des distance héliocentriques > 7 UA, et peut-être dès 17 UA (Kidger, 1999). Elle présente le plus important rapport poussière sur gaz mesuré dans les comètes. En effet, il est de 3 à 5 fois plus grand que pour la comète de Halley. À titre de comparaison, ce rapport vaut ~ 5 pour la comète Hale-Bopp et ~ 0.01 dans le milieu interstellaire. Elle présente également le plus fort taux de silicates et le plus grand facteur de surchauffage (Bockelée-Morvan et Crovisier, 2002). L'éjection de grains particulièrement petits (en tout état de cause, plus petits que ceux relâchés par les autres comètes) pourraient expliquer ces deux derniers phénomènes (Crovisier, 2000).

La comète Hale-Bopp a montré de nombreux jets de poussières dès sa découverte, mais on suppose qu'elle devait en émettre dès 17 UA. Un jet de poussières provient d'une zone du noyau dépourvu de croûte protectrice d'où peuvent s'échapper les grains. À cause de la rotation du noyau, ces jets laissent une traînée en forme de spirale (cf. fig. 4.1 et 4.2). De nombreuses études ont ainsi été menées sur ces jets, permettant de déterminer les paramètres concernant la rotation du noyau : période de rotation, axe de rotation, précession. La longévité de l'activité de cette comète a permis en outre d'étudier l'évolution de la rotation au cours du temps.

Les jets de gaz sont le plus souvent combinés avec une éjection de poussières. Des jets de CN indépendants avaient été rapportés pour la première fois dans la comète de Halley par A'Hearn *et al.* (1986). Pour la comète Hale-Bopp, des jets sans contrepartie poussiéreuse, de OH, NH, CN, C_2 et C_3 ont été détectés par Lederer *et al.* (1999), et parmi ces molécules, OH et CN présentent des structures en forme de spirale. Mais il ne s'agissait que de molécules filles. L'existence de jets spiraux de molécules mères avait été proposé par Combi (1987) afin d'expliquer celle des filles, mais sans confirmation observationnelle. La détection de jets spiraux que nous avons réalisé pour CO, une molécule mère, a donc été une grande première dans la physique cométaire. Cependant, pour mettre en évidence des jets spiraux de molécules mères, qui, rappelons-le,

émettent principalement dans le domaine radio, il aura fallu attendre l'avènement de techniques d'imagerie radio à haute résolution telles que l'interférométrie. Les jets spiraux de molécules mères ne sont donc peut-être pas une spécificité de la comète Hale-Bopp.

4.2 La rotation du noyau

Pour l'étude de jets en rotation dans une atmosphère cométaire, ce qui est le cœur de mon travail, connaître l'orientation de l'axe et la période de rotation est une étape primordiale. Si en 1995, la présence d'une précession était avancée, l'axe de rotation de la comète Hale-Bopp était remarquablement stable pendant la période autour du périhélie (Kidger, 1999; Jewitt, 1999)

Pour la détermination de la période de rotation, les différents auteurs convergent autour de $P = 11.3$ h. Le tableau 4.1 résume les résultats publiés à ce jour.

Période [h]	Dates	Référence
11.35 ± 0.04	Fév–Mar 1997	Jorda <i>et al.</i> (1999)
11.34 ± 0.02	Avril 1997	Licandro <i>et al.</i> (1998)
11.3 ± 0.1	Mars 1997	Sarmecanic <i>et al.</i> (1997)
11.31 ± 0.02	Fév–Mai 1997	Farnham <i>et al.</i> (1999)
11.23 ± 0.01	Mars 1997	Ortiz et Rodríguez (1999)
11.46 ± 0.25	Avril 1997	Warell <i>et al.</i> (1999)

Tableau 4.1 – Revue des estimations de la période de rotation du noyau de la comète Hale-Bopp.

Les résultats concernant la position de l'axe de rotation sont très divergents (sauf près du périhélie), comme le montre le tableau 4.2. Les paramètres décrivant la position de l'axe de rotation étant abondamment discutés dans les chapitres qui viennent, il semble nécessaire de donner ici quelques définitions.

Angle d'aspect θ_ω Il s'agit de l'angle entre la ligne de visée (orientée vers la Terre) et l'axe de rotation. Sa valeur est comprises entre 0° et 180° , et est comptée positivement à partir de la ligne de visée.

Angle de position ap_ω C'est l'angle formé par la projection de l'axe de rotation sur le plan du ciel avec le nord céleste. Il est compté positivement à partir du nord.

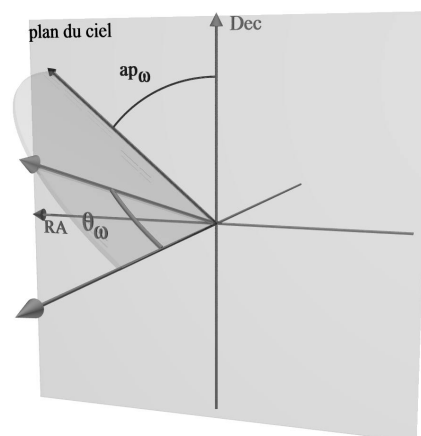


Figure 4.3 – Représentation schématique des angles d'aspect θ_ω et de position ap_ω .

Ces angles (dont la figure 4.3 donne une représentation) permettent ainsi de définir la direction de l'axe de rotation dans le repère que nous utilisons. Cependant, dans la littérature, ce ne

α_ω	δ_ω	θ_ω	ap_ω	Dates	Source
30°	45°	143°	66°	Mai–Nov 1996	Sekanina <i>et al.</i> (1997)
170°	-40°	9°	272°	Mai–Nov 1996	Sekanina et Boehnhardt (1999)
240°	-56°	53°	224°	Mai–Nov 1996	Sekanina et Boehnhardt (1999)
275°	-50°	74°	217°	Mar–Nov 1996	Licandro <i>et al.</i> (1999)
320°	-60°	78°	189°	Sep 1995–Jan 1998	Biver <i>et al.</i> (1998) ^{†*}
290°	-40°	88°	215°	Sep 1996–May 1997	Metchev et Luu (1998) ^{†*}
290°	-60°	72°	203°	Fév 18, 1997	Vasundhara et Chakraborty (1999) [*]
255°	-60°	59°	216°	Fév 1997	Sekanina et Boehnhardt (1999) [*]
275°	-57°	68°	211°	Fév–Mar 1997	Jorda <i>et al.</i> (1999) [*]

Tableau 4.2 – Position de l'axe de rotation du noyau. Les colonnes 1 et 2 sont les coordonnées équatoriales trouvées dans la littérature. Les colonnes 3 (angle de position ap_ω) et 4 (angle d'aspect θ_ω) sont calculées pour les coordonnées équatoriales de la comète Hale-Bopp du 11 mars 1997 à 7 h TU : $\alpha_0 = 22^h 30^m 37.98^s$, et $\delta_0 = 40^\circ 46' 0.3''$

[†]Ces données, publiées seulement dans les résumés des actes des conférences, sont extraites de Jewitt (1999). Voir également la compilation faite par Jorda et Gutiérrez (2002).

sont pas les paramètres utilisés. L'axe de rotation est habituellement défini par ses coordonnées équatoriales centrées sur la comète. Connaissant les coordonnées équatoriales (géocentriques) (α_0, δ_0) de la comète pour le jour et l'heure voulue, il est simple, par changement de repère, de calculer les angles (ap_ω, θ_ω).

Seules les positions des 5 dernières lignes du tableau 4.2, notées ^{*}, sont contemporaines de nos observations. Pour chacune de ces positions, la figure 4.4 montre la comète vue depuis la Terre, avec ces paramètres de rotation.

4.3 Conditions générales d'observations

La comète Hale-Bopp a été observée au Plateau de Bure du 6 au 22 mars 1997, à proximité de son périhélie (1^{er} avril). Des observations spectroscopiques (ce travail) et en continuum (Altenhoff *et al.*, 1999) ont été menées simultanément. Les conditions météorologiques étaient de bonnes à excellentes selon les jours. Le tableau 4.3 présente les différentes raies moléculaires cartographiées pendant cette période.

Le cycle des observations s'est déroulé comme suit :

- ◇ réglages de pointage et de focalisation
- ◇ 4 min d'autocorrélation sur les sources d'étalonnages (2200+420 BL Lac, MWC349 et 3C273)
- ◇ XXX
- ◇ 2 min d'autocorrélation sur la comète : 1 min sur la source (position « ON ») et 1 min sur une position décalée (« OFF »). Le mode autocorrélation sera par la suite appelé mode « on-off ».
- ◇ trois fois 17 min de cross-corrélation sur la comète Hale-Bopp

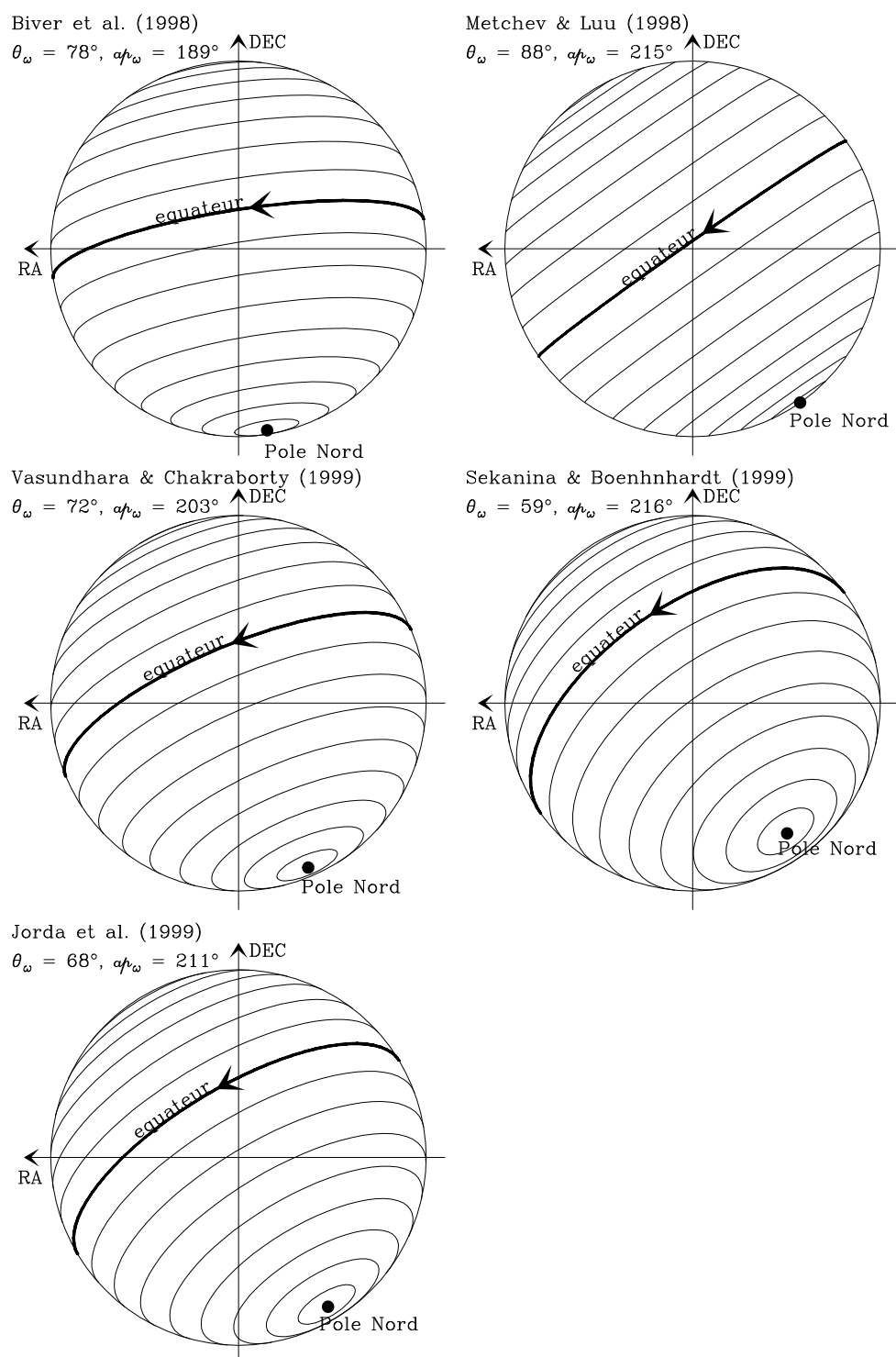


Figure 4.4 – Représentation en 3D des axes de rotation pour certaines références du tableau 4.2

date	config.	récepteur 3 mm		récepteur 1 mm	
		raie	fréq. [GHz]	raie	fréq. [GHz]
9 mars 1997	C1	HCN $J(1-0)$	88.63	H ₂ CO $J(3-2)$	225.70
11 mars 1997	C1	CO $J(1-0)$	115.27	CO $J(2-1)$	230.54
12 mars 1997	C1	CS $J(2-1)$	97.98	CS $J(5-4)$	244.94
				CH ₃ OH $J(5-4)$	241.80
				HNCO 11 _{0,11} - 10 _{0,10}	241.77
13 mars 1997	C1	HNC $J(1-0)$	90.66	H ₂ S 2 _(2,0) - 2 _(1,1)	216.21
				SO 6 ₅ - 5 ₄	219.95
16 mars 1997	C2	HNC $J(1-0)$	90.66	H ₂ CO $J(3-2)$	225.70

Tableau 4.3 – Observations de la comète Hale-Bopp en mode interférométrique au Plateau de Bure

◇ 2 min de mode on-off sur la comète

Le corrélateur disponible au Plateau de Bure était alors composé de 6 unités indépendantes et de largeur de bande variable. Chacune permet d’obtenir un spectre dont le nombre de canaux varie entre 64 et 256, et dont la largeur de chaque canal est comprise entre 39 kHz et 2.5 MHz. Nous avons utilisé 2 unités en mode spectral (les 4 autres ayant servi à observer le continuum). L’une était composée de 256 canaux de 78 kHz chacun pour les observations à 1 mm et l’autre de 256 canaux de 39 kHz pour celles à 3 mm. La résolution spectrale obtenue était alors de $\sim 0.1 \text{ km s}^{-1}$ pour les observations à 1 mm et 3 mm.

4.3.1 Configuration des antennes

L’interféromètre du Plateau de Bure était constitué de 5 antennes de 15 m de diamètre au moment des observations. Ces antennes sont réparties selon 2 orientations : Nord-Sud et Est-Ouest (cf. fig 4.5). Elles font respectivement un angle de $2^\circ 31'$ et de $77^\circ 31'$ avec la direction du Nord (dans le sens trigonométrique direct). Des stations, réparties tous les 8 m permettent de fixer les antennes pour former des configurations différentes. Pendant l’observation de la comète, nous avons utilisé les configurations C1 et C2 (voir tableau 4.4 pour le détail des stations), qui sont des configurations compactes (privilégiant les lignes de base courtes).

config.	stations
C1	W05 W01 E10 N07 N13
C2	W12 W09 E10 N05 N15

Tableau 4.4 – Détail des configurations utilisées

4.3.2 Éphémérides

La comète a été suivie à l’aide des éléments orbitaux gracieusement fournis par D.K. Yeomans (solution 55). Les éphémérides ont été calculés par P. Rocher, du Bureau des longitudes

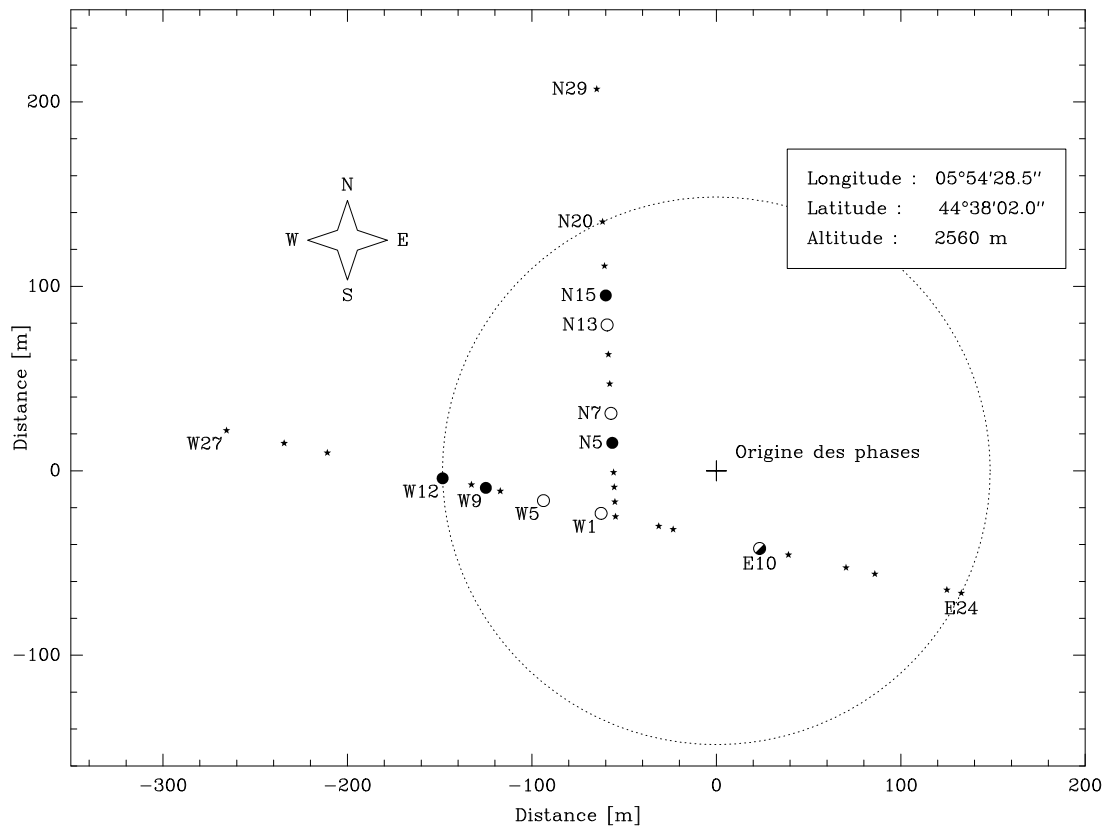


Figure 4.5 – Représentation de l'interféromètre du Plateau de Bure. L'origine des phases est définie comme étant le centre du cercle passant par les stations W12, E24 et N20. Les étoiles (★) indiquent les stations utilisées dans les différentes configurations. En particulier, les cercles noirs (●) indiquent celles utilisées pour la configuration C2 et les blancs (○) pour C1.

(Observatoire de Paris), avec un programme qui prend en compte les perturbations gravitationnelles dues aux planètes. Les premières cartes interférométriques obtenues le 6 mars, ont montré que le maximum d'intensité était déplacé de 5'' à 6'' Nord en Déclinaison (Dec) par rapport à la position prévue par les éphémérides. Une correction de 6'' a été apportée aux éphémérides utilisées les 11, 12 et 13 mars, et de 5'' à celles des dates ultérieures.

L'analyse a posteriori des données de CO (la molécule la plus abondante dans la comète Hale-Bopp après l'eau) nous a permis de confirmer les positions pointées. En effet, le centre photométrique de la carte, moyennée sur la journée, de la transition $J(2-1)$ se situe à 1'' Sud (Dec) et 1.3'' Est (RA) de la position pointée (Yeomans 55 corrigée). Le maximum d'émission continue à 230 GHz d'Altenhoff *et al.* (1999) coïncide avec celui de CO $J(2-1)$. Le décalage que l'on observe entre les éphémérides et la position observée ici peut s'expliquer. En effet, les éléments orbitaux sont calculés d'après les positions observées en visible. Ces dernières ont pu être contaminées par la présence de jets de poussières, qui ont alors déplacé légèrement le centre photométrique.

date	RA [h min sec]	Dec [° ' "]	r_h [UA]	Δ [UA]	$el.$ [°]	φ [°]	source
6 mars 1997	21 54 01.74	37 15 49.98	1.02	1.42	46.18	44.41	Yeo55
9 mars 1997	22 15 13.54	39 25 12.11	1.00	1.38	46.24	45.78	"
11 mars 1997	22 30 37.94	40 46 04.07	0.99	1.37	46.20	46.60	Yeo55 + 6" Dec
12 mars 1997	22 38 43.35	41 24 12.81	0.98	1.36	46.16	46.98	"
13 mars 1997	22 47 04.05	42 00 35.32	0.97	1.35	46.10	47.33	"
16 mars 1997	23 13 33.78	43 36 57.15	0.96	1.33	45.83	48.21	Yeo55 + 5" Dec
22 mars 1997	00 11 43.46	45 35 02.72	0.93	1.32	44.92	49.09	"

Tableau 4.5 – Éphéméride de la comète Hale-Bopp utilisée pendant les observations. Les données sont pour 7h TU. r_h est la distance héliocentrique, Δ la distance géocentrique, $el.$ l'élongation (angle Soleil-Terre-Comète), et φ l'angle de phase (angle Soleil-Comète-Terre).

4.4 Traitement des données

4.4.1 Étalonnage

Les données interférométriques ont été réduites et étalonnées à l'aide de CLIC (Continuum and Line Interferometer Calibration). Ce logiciel fait partie des outils GILDAS (Grenoble Image and Line Data Analysis Software) développés à l'IRAM. Une documentation détaillée est disponible sur le web (Lucas, 1999a).

Comme il a été vu au chap. 2, § 2.2, un interféromètre mesure la visibilité complexe d'une source à un point (u, v) du plan de Fourier. À partir de ces mesures, la distribution de brillance de la source peut être reconstituée à l'aide d'une transformée de Fourier. Or, en réalité, les choses ne sont pas aussi simples. La mesure est altérée par plusieurs phénomènes dont il faut s'affranchir (Lucas, 2000, voir) :

- ◊ malgré les améliorations technologiques, chaque composant électronique aura un gain différent, en amplitude et en phase, qui peut varier avec le temps et la fréquence. Ces gains n'étant pas *a priori* connus, il est nécessaires de les étalonner à partir d'un objet connu.
- ◊ l'atmosphère perturbe la phase sur une échelle de temps de la seconde à quelques heures. Ces fluctuations dépendent de la longueur de la ligne de base et des conditions météorologiques. De plus, la non correction (ou une correction erronée) de ces perturbations peut être la cause de pertes en amplitude.
- ◊ des erreurs affectent la mesure des lignes de base (distance entre les antennes).
- ◊ un écart de pointage ou de focalisation dégrade également les gains en amplitude.

De plus, toutes ces perturbations sont dépendantes du temps et de la fréquence. On suppose en première approximation que ces 2 dépendances sont séparables, les étalonnages se font donc séparément.

L'étalonnage de chaque bande de fréquence observée se fait en observant une source artificielle de bruit blanc pour la bande IF, ou une source réelle très puissante ($> 2\text{Jy}$) pour la bande RF.

	facteurs de conversion S/T_A^* [Jy/K]				
	ant. 1	ant. 2	ant. 3	ant. 4	ant. 5
récepteur 3 mm	24.7	24.5	27.6	22.4	25.9
récepteur 1 mm	33.4	34.3	43.8	36.1	36.2

Tableau 4.6 – Facteurs de conversion en Jy/K calculés pour les observations interférométriques de CO le 11 mars 1997. Les facteurs sont au mieux déterminés à 5% près à 3 mm et à 10% près à 1 mm.

	λ	S/T_A^*	F_{eff}	B_{eff}	HPBW ⁴
récepteur 3 mm	2.6 mm	22 ¹	0.93 ²	0.83 ³	41.8''
récepteur 1 mm	1.3 mm	30 ¹	0.89 ²	0.58 ³	20.9''

Tableau 4.7 – Facteur de conversion S/T_A^* , rendement en lobe (B_{eff}) et rendement en lobe avant (F_{eff}) utilisés pour le traitement des observations en mode on-off. ¹Raphaël Moreno, communication privée; ²Dutrey (2000); ³valeur calculée par la relation $S/T_A^* = 19.61 \frac{F_{eff}}{B_{eff}}$ (R. Moreno, comm. priv.); ⁴Largeur à mi-hauteur du lobe primaire (Half Power Beam Width).

Pour nos observations, la source 3C273 a été utilisée. Les sources ponctuelles 3C273 et 2200+420 ont servi de référence pour étalonner la phase et l'amplitude en fonction du temps. Par ailleurs, il est nécessaire d'étalonner le facteur de conversion entre Jy et K. Une ou plusieurs sources de flux connu, CRL618 et MWC349 ici, sont utilisées à cette fin. Le tableau 4.6 rapporte les facteurs de conversion ainsi calculés pour chaque antenne et chaque récepteur en mode interférométrique. On notera que les coefficients S/T_A^* sont plus importants que en mode interférométrique qu'en mode on-off, car il faut tenir compte de la décorrélation induite par le bruit des instruments en mode interférométrique. Le tableau 4.7 donne les coefficients à appliquer, ainsi que les rendements en lobe (B_{eff}) et en lobe avant (F_{eff}) utilisés, et les lobes primaires.

4.4.2 Cartographie

À la fin de la phase d'étalonnage, CLIC nous délivre les données sous la forme d'une « table uv ». Une table uv est le fichier de données contenant les visibilité mesurées à chaque point (u, v) échantillonné du plan de Fourier. C'est en fait un tableau dont le nombre de lignes est le nombre N_s d'observations individuelles (également appelées « scans ») qui ont été pris lors des observations et le nombre de colonnes est $7 + 3 * N_c$, où N_c est le nombre de canaux. En effet pour chaque scan, $7 + 3 * N_c$ données sont nécessaires :

- ◇ la coordonnée u du point où la visibilité est échantillonnée
- ◇ la coordonnée v
- ◇ le numéro du scan
- ◇ la date
- ◇ l'heure en secondes
- ◇ l'antenne de départ de la ligne de base selon la numérotation de la figure 5.1
- ◇ l'antenne finale

- ◇ et pour chaque canal :
 - la partie réelle de la visibilité
 - la partie imaginaire
 - le poids statistique

C'est à partir de ces tables que l'on peut réaliser les cartes interférométriques de la source observée. Elles sont alors réalisées à l'aide du logiciel MAPPING de l'IRAM (documentation sur le web (Lucas, 1999b)). L'image sale est d'abord échantillonnée sur une grille de 256×256 pixels de 0.25" chacun pour les raies du récepteur à 1 mm et de 0.5" pour le récepteur à 3 mm. La méthode classique de Högbom est ensuite employée pour nettoyer les images.

Bibliographie

A'Hearn, M. F., Hoban, S., Birch, P. V., Bowers, C., Martin, R., et Klinglesmith, D. A. (1986).

Cyanogen jets in comet Halley. *Nature*, **324** :649–651.

Altenhoff, W. J., Bieging, J. H., Butler, B., Butner, H. M., Chini, R., Haslam, C. G. T., Kreysa, E., Martin, R. N., Mauersberger, R., McMullin, J., Muders, D., Peters, W. L., Schmidt, J., Schraml, J. B., Sievers, A., Stumpff, P., Thum, C., von Kap-Herr, A., Wiesemeyer, H., Wink, J. E., et Zylka, R. (1999).

Coordinated radio continuum observations of comets Hyakutake and Hale-Bopp from 22 to 860 GHz. *Astronomy & Astrophysics*, **348** :1020–1034.

Biver, N., Bockelée-Morvan, D., Colom, P., Crovisier, J., Henry, F., Lellouch, E., Winnberg, A., Johansson, L. E. B., Gunnarsson, M., Rickman, H., Rantakyrö, F., Davies, J. K., Dent, W. R. F., Paubert, G., Moreno, R., Wink, J., Despois, D., Benford, D. J., Gardner, M., Lis, D. C., Mehringer, D., Phillips, T. G., et Rauer, H. (2002).

The 1995-2002 Long-Term Monitoring of Comet C/1995 O1 (HALE-BOPP) at Radio Wavelength. *Earth Moon and Planets*, **90** :5–14.

Biver, N., Bockelée-Morvan, D., Colom, P., Crovisier, J., Davies, J. K., Dent, W. R. F., Despois, D., Gerard, E., Lellouch, E., Rauer, H., Moreno, R., et Paubert, G. (1997).

Evolution of the outgassing of Comet Hale-Bopp (C/1995 O1) from radio observations. *Science*, **275** :1915–1918.

Biver, N., Bockelée-Morvan, D., Colom, P., Crovisier, J., Germain, B., Lellouch, E., Davies, J. K., Dent, W. R. F., Moreno, R., Paubert, G., Wink, J., Despois, D., Lis, D. C., Mehringer, D., Benford, D., Gardner, M., Phillips, T. G., Gunnarsson, M., Rickman, H., Winnberg, A., Bergman, P., Johansson, L. E. B., et Rauer, H. (1999).

Long-term Evolution of the Outgassing of Comet Hale-Bopp From Radio Observations. *Earth Moon & Planets*, **78** :5–11.

Biver, N., Winnberg, A., Bockelée-Morvan, D., Colom, P., Crovisier, J., Gerard, E., Germain, B., Lellouch, E., Moreno, R., Davies, J. K., Dent, W. R. F., Paubert, G., Wink, J., Despois, D., Lis, D. C., Mehringer, D., Benford, D., Gardner, M., Phillips, T. G., Gunnarsson, M., Rickman, H., Bergman, P., Johansson, L. E. B., et Rauer, H. (1998).

Long-term Monitoring of the Outgassing of Comet C/1995 O1 (Hale-Bopp) at Radio Wavelengths. *Bull. Amer. Astron. Soc.*, **30** :1450.

Bockelée-Morvan, D. et Crovisier, J. (2002).

The Lesson of Comet Hale-Bopp for Coma Chemistry : Observations and Theory. *Earth Moon & Planets*, **89** :53–71.

Colom, P., Gérard, E., Crovisier, J., Bockelée-Morvan, D., Biver, N., et Rauer, H. (1999).

Observations of the OH Radical in Comet C/1995 O1 (Hale-Bopp) with the Nançay Radio Telescope. *Earth Moon & Planets*, **78** :37–43.

Combi, M. R. (1987).

Sources of cometary radicals and their jets - Gases or grains. *Icarus*, **71** :178–191.

Crovisier, J. (2000).

Circumstellar, Cometary and Interplanetary Dust. Dans *ISO beyond the peaks : The 2nd ISO workshop on analytical spectroscopy*. Eds. A. Salama, M.F.Kessler, K. Leech & B. Schulz. *ESA-SP 456*, volume 456, pages 23–28.

Dutrey, A. (2000).

Amplitude and Flux Calibration. Dans *Proceedings from IRAM Millimeter Interferometry Summer School 2*, pages 15–168. Institut de Radio Astronomie Millimétrique.

Farnham, T. L., Schleicher, D. G., Williams, W. R., et Smith, B. R. (1999).

The Rotation State and Active Regions of Comet Hale-Bopp (1995 O1). *Bull. Amer. Astron. Soc.*, **31** :1120.

Jewitt, D. (1999).

Cometary Rotation : an Overview. *Earth Moon & Planets*, **79** :35–53.

Jorda, L. et Gutiérrez, P. (2002).

Rotational Properties of Cometary Nuclei. *Earth Moon and Planets*, **89** :135–160.

Jorda, L., Rembor, K., Lecacheux, J., Colom, P., Colas, F., Frappa, E., et Lara, L. M. (1999).

The Rotational Parameters of Hale-Bopp (C/1995 O1) from Observations of the Dust Jets at Pic du Midi Observatory. *Earth Moon & Planets*, **77** :167–180.

Kidger, M. R. (1999).

Dust Activity in Comet Hale-Bopp. *Earth Moon & Planets*, **79** :79–102.

Lederer, S. M., Campins, H., Osip, D. J., et Schleicher, D. G. (1999).

Gaseous Jets in Comet Hale-Bopp (1995 O1). *Earth Moon & Planets*, **78** :131–136.

Licandro, J., Bellot Rubio, L. R., Boehnhardt, H., Casas, R., Goetz, B., Gomez, A., Jorda, L., Kidger, M. R., Osip, D., Sabalisk, N., Santos, P., Serr-Ricart, M., Tozzi, G. P., et West, R. (1998).

The Rotation Period of C/1995 O1 (Hale-Bopp). *Astrophysical Journal Letters*, **501** :L221–L225.

Licandro, J., Bellot Rubio, L. R., Casas, R., Gómez, A., Kidger, M. R., Sabalisk, N., Santos-Sanz, P., Serra-Ricart, M., Torres-Chico, R., Oscoz, A., Jorda, L., et Denicolo, G. (1999).

The Spin Axis Position of C/1995 O1 (Hale-Bopp). *Earth Moon & Planets*, **77** :199–206.

Lucas, R. (1999a).

Continuum and Line Interferometer Calibration. IRAM.

<http://www.iram.fr/IRAMFR/GS/clic/clic.html>.

Lucas, R. (1999b).

Mapping CookBook. IRAM.

<http://www.iram.fr/IRAMFR/GS/mapping/mapping.html>.

Lucas, R. (2000).

Bandpass and Phase Calibration. Dans *Proceedings from IRAM Millimeter Interferometry Summer School 2*, pages 105–116. Institut de Radio Astronomie Millimétrique.

Metchev, S. et Luu, J. (1998).

??? Dans *1st International Conference on Hale-Bopp*, Puerto de La Cruz, Tenerife, Spain.

Ortiz, J. L. et Rodríguez, E. (1999).

The Rotation Of Comet C/1995 O1 Hale-Bopp From Inner Coma Photometry. *Earth Moon & Planets*, **77** :207–215.

Sarmecanic, J. R., Osip, D. J., Lederer, S. M., Fomenkova, M. N., et Jones, B. (1997).

Constraints on the nucleus and dust of comet Hale-Bopp. *Bull. Amer. Astron. Soc.*, **29** :1034.

Sekanina, Z. et Boehnhardt, H. (1999).

Dust Morphology Of Comet Hale-Bopp (C/1995 O1). II. Introduction Of A Working Model. *Earth Moon & Planets*, **78** :313–319.

Sekanina, Z., Bohnhardt, H., Womack, M., Faith, D., Festou, M. C., Slater, D., et Stern, S. A. (1997).

Comet C/1995 O1 (Hale-Bopp). *IAU Circular*, **6542**.

Vasundhara, R. et Chakraborty, P. (1999).

Modeling of Jets from Comet Hale-Bopp (C/1995 O1) : Observations from the Vainu Bappu Observatory. *Icarus*, **140** :221–230.

Warell, J., Lagerkvist, C.-I., et Lagerros, J. S. V. (1999).

Dust continuum imaging of C/1995 O1 (Hale-Bopp) :. Rotation period and dust outflow velocity. *Astronomy & Astrophysics Supplement Series*, **136** :245–256.

Chapitre 5

Les observations du monoxyde de carbone dans la comète Hale-Bopp

La molécule de CO a été observée dans la comète Hale-Bopp le 11 mars de 4h à 14h TU. Deux raies ont été observées et détectées : les transitions $J(2-1)$ à 230 GHz (1.3 mm) et $J(1-0)$ à 115 GHz (2.6 mm). En raison de problèmes d'étalonnage de phase (atmosphère instable), seules les données interférométriques obtenues avant 12.5h TU ont été considérées dans la construction des tables uv . Les antennes étaient dans la configuration C1. La figure 5.1 montre leur disposition. Les caractéristiques géométriques moyennes des 10 lignes de bases fournies par la configuration C1 sont données dans le tableau 5.1. Ce dernier donne également les numéros par lequel les antennes et les lignes de base seront référencées par la suite.

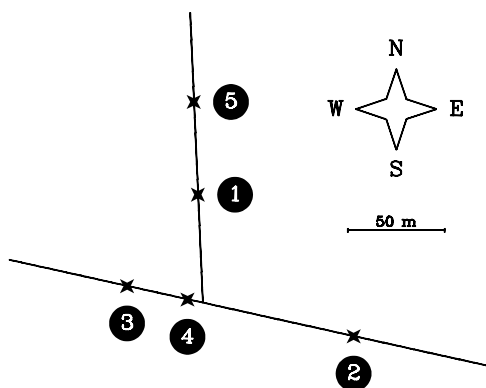


Figure 5.1 – configuration C1 des antennes du Plateau de Bure

Numéro	1 ^{ère} antenne	2 ^{ème} antenne	longueur [m]	orientation [°]
0	on-off		0	0
1	3	4	32.0	-257.5
2	1	5	48.0	-2.5
3	1	4	55.5	-160.7
4	1	3	60.8	-142.3
5	2	4	88.0	-77.5
6	3	5	101.3	19.9
7	4	5	102.2	1.8
8	1	2	108.9	132.3
9	2	3	120.0	-77.5
10	2	5	146.7	-34.3

Tableau 5.1 – Caractéristiques moyennes et numérotation des lignes de base.

Dans ce chapitre, les spectres obtenus en mode on-off (§5.1), les cartes (§5.2), les visibilités (§5.3) et les spectres interférométriques (§5.4) seront présentés. Une première analyse en sera donnée.

5.1 Observations on-off

5.1.1 Les spectres

Les raies $J(2-1)$ et $J(1-0)$ du monoxyde de carbone obtenues en mode on-off au Plateau de Bure sont présentées sur la figure 5.2. Ces spectres ont été réalisés en sommant toutes les données obtenues le 11 mars 1997. L'évolution temporelle des raies au cours de la journée est présentée sur la figure 5.3. Pour la raie $J(2-1)$, les spectres individuels correspondant à chacun des scans enregistrés au Plateau de Bure y sont montrés. Aucune moyenne n'a été faite. Par contre, à cause d'un rapport signal-sur-bruit (S/B) moindre, les spectres ont été moyennés 2 par 2 (à l'exception du 1^{er}) pour la raie $J(1-0)$. À partir de ces spectres, plusieurs types d'analyse sont possibles : celle du profil des raies (§5.1.2), et celle de leur évolution temporelle (§5.1.4).

5.1.2 Analyse du profil des raies

La très haute résolution des spectromètres radio actuels (certains peuvent aller jusqu'à 20 kHz) permet de résoudre les raies cométaires. En effet, ces dernières ont une demi-largeur de l'ordre de 1 km s^{-1} , ce qui correspond à $\sim 800 \text{ kHz}$ à 230 GHz. Plusieurs facteurs contribuent à la forme de ces raies (Hu *et al.*, 1991) :

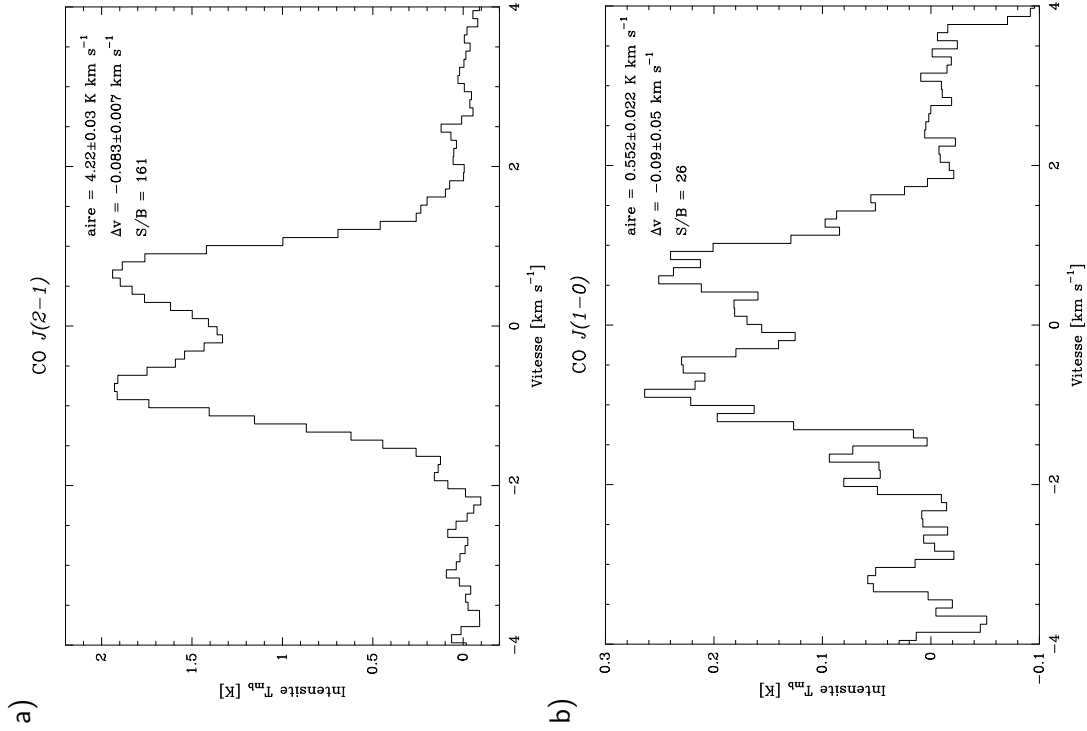


Figure 5.2 – Spectres du monoxyde de carbone obtenus en mode on-off au Plateau de Bure pour les raies $J(2-1)$ (en haut) et $J(1-0)$ (en bas). Toutes les données de la journée ont été sommées et le temps d'intégration total est de 13.87 min sur la comète.

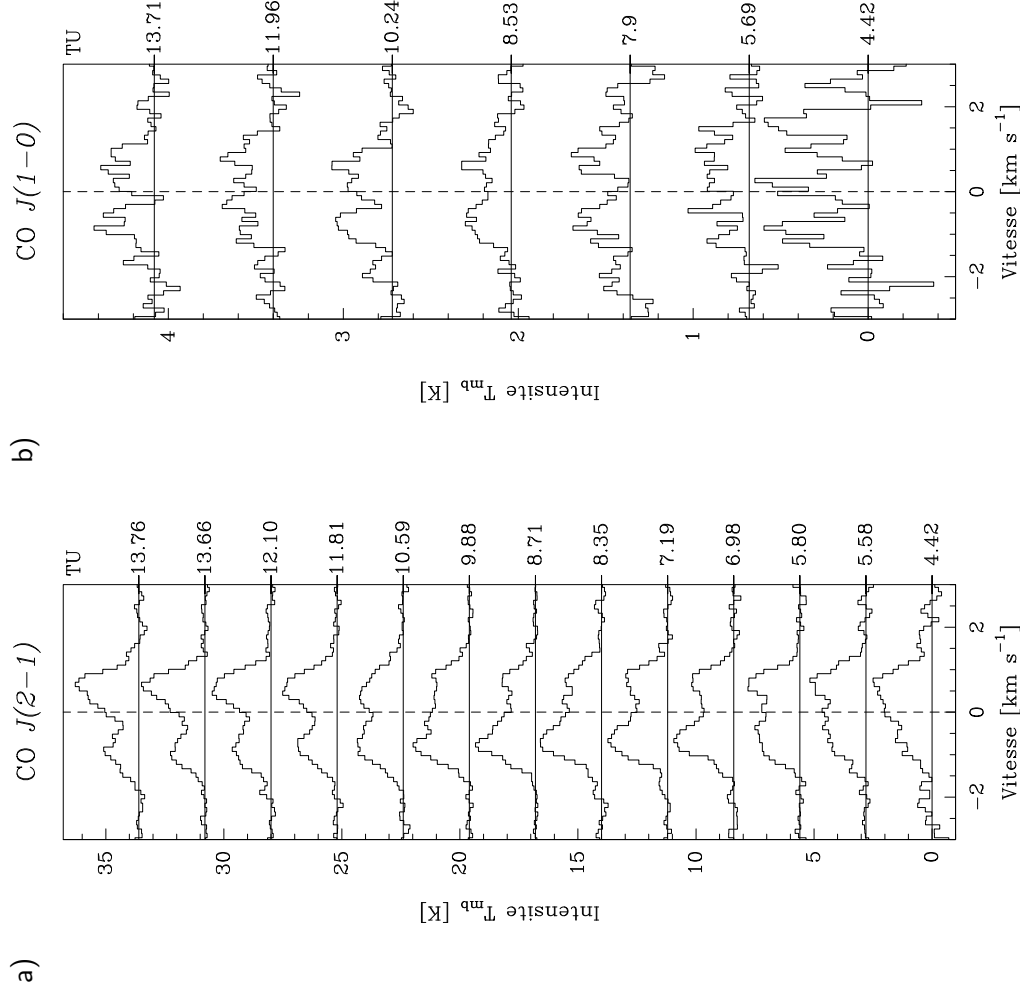


Figure 5.3 – Évolution des spectres on-off de CO $J(2-1)$ (à gauche) et $J(1-0)$ (à droite) au cours de la journée. Pour $J(2-1)$, le temps d'intégration sur la comète est de 1 min pour chaque spectre et pour $J(1-0)$, 1 min pour le 1^{er} et 2 min pour les autres. Pour chacune des raies, les spectres ont la même échelle d'intensité (donnée sur l'axe gauche), et ils ont été décalés verticalement, en fonction de l'heure en TU (axe de droite). L'échelle des vitesses est centrée sur celle de la comète.

- ◇ l'expansion de la coma à la vitesse v_{exp} . L'effet Doppler induit décale la fréquence observée de la molécule de

$$\Delta\nu_D = \nu \frac{v_{exp} \cos \phi}{c}, \quad (5.1.1)$$

où ϕ est l'angle entre le vecteur vitesse et la ligne de visée et c la vitesse de la lumière. Typiquement, v_{exp} est de l'ordre de 1 km s^{-1} , donc la dispersion des vitesses Δv_D est de l'ordre de 2 km s^{-1} , et le degré d'élargissement est de $\Delta\nu_D/\nu = \Delta v_D/c \simeq 7 \cdot 10^{-6}$.

- ◇ l'agitation moléculaire provoque des collisions avec d'autres molécules, essentiellement H_2O qui est la molécule la plus abondante. La dispersion des vitesses due aux collisions suit une Maxwellienne de largeur à mi-hauteur (Lang, 1974) :

$$\Delta v_T = 2\sqrt{2 \ln 2} \sqrt{\frac{kT}{m}}, \quad (5.1.2)$$

où m est la masse de la molécule. Pour une coma à 100 K, le degré de dispersion thermique est de $\Delta v_T/c \simeq 10^{-6}$ pour CO.

- ◇ la largeur naturelle de la raie (due à la durée de vie finie du niveau supérieur d'énergie) est négligeable par rapport aux autres facteurs : le degré de dispersion induit est de $\sim 10^{-14}$ pour l'eau.

L'effet Doppler étant la principale cause de la largeur des raies cométaires, leur demi-largeur à mi-hauteur donne une estimation de la vitesse d'expansion v_{exp} du gaz dans la coma.

Par ailleurs, les comètes étant des objets proches, la coma déborde du lobe primaire de l'antenne. Ainsi, certaines molécules éjectées le long de la ligne de visée (dont la vitesse projetée sur la ligne de visée est $\sim v_{exp}$) sont toujours dans le lobe lorsqu'elles sont photodissociées (entre 10^3 et 10^6 km), alors que les molécules partant de façon orthogonale (dont la vitesse projetée sur la ligne de visée est ~ 0) quittent la zone observée ($\sim 10^4 \text{ km}$) avant d'avoir été photodissociées. Les spectres de ces molécules sont donc creusés pour les vitesses proches de 0. Les spectres des figures 5.2 a) et 5.3 a) illustrent ce phénomène typique des raies cométaires.

De plus, une comète n'est jamais chauffée uniformément par le Soleil. Le côté jour aura donc tendance à dégazer davantage que le côté nuit. Cette anisotropie se manifeste par une asymétrie du spectre entre les vitesses positives et négatives. Lorsque l'angle de phase (angle Soleil-Comète-Terre) est petit (resp. grand), le côté des vitesses négatives (vers la Terre) sera plus intense (resp. moins intense) que celui des vitesses positives. De plus, toute autre anisotropie du dégazage peut perturber la symétrie du spectre cométaire. Ainsi, les spectres cométaires sont très souvent asymétriques, comme le montrent les spectres de la figure 5.3. L'origine de ce phénomène sera discuté au §5.1.4.

Résultats

Pour la campagne d'observation de la comète Hale-Bopp, les radiotélescopes de l'IRAM (le Plateau de Bure et l'antenne de 30 m du Pico Veleta), du James Clerk Maxwell Telescope (JCMT), du Caltech Submillimeter Observatory (CSO) et du Swedish-ESO Submillimeter Telescope (SEST) ont été employés. Huit molécules (CO, CH₃OH, HCN, H₂S, H₂CO, CS, CH₃CN et HNC) ont été suivies sur une période de sept ans (de 6.4 UA avant le périhélie à 14 UA après). L'analyse des profils des raies observées a abouti à une estimation de la vitesse d'expansion du gaz en fonction de la distance héliocentrique r_h . La demi-largeur des raies ($FWHM$) est estimée à :

$$FWHM = 1.125 (\pm 0.015) r_h^{-0.42(\pm 0.01)} \text{ km s}^{-1} \quad (\text{Biver et al., 2002}). \quad (5.1.3)$$

Or, d'après le §5.1.2, la largeur de la raie est due à la vitesse d'expansion v_{exp} pour $\sim 90\%$ et à la température cinétique de la coma pour $\sim 10\%$. Cela nous permet d'estimer v_{exp} pour la journée du 11 mars 1997 ($r_h = 0.989$ UA), à $\sim 1.05 \text{ km s}^{-1}$.

5.1.3 Analyse de l'aire de raie

Afin de déduire du spectre d'une raie moléculaire la densité de colonne puis le taux de production de la molécule dans la coma, il est nécessaire de connaître la répartition des populations sur les différents niveaux d'énergie de la molécule observée. Pour cela, la connaissance des conditions d'excitation dans la coma est indispensable, et la notion de température doit être définie.

5.1.3.a Différents régimes d'excitation

Dans une atmosphère cométaire, plusieurs mécanismes d'excitation entrent en jeu.

- ◊ Près du noyau, l'excitation des molécules mères par collisions avec les espèces moléculaires neutres dominant, créant alors un équilibre thermique. On est alors à l'ETL, la température de rotation (T_{rot}) est \sim égale à la température cinétique (T_{cin}). Ces deux températures sont plus amplement décrites dans les § 5.1.3.b et § 5.1.3.c.
- ◊ À mesure que la densité moléculaire des éléments neutres décroît, l'excitation par collisions électroniques (avec des ions ou des électrons) concurrence le 1^{er} mécanisme.
- ◊ Dans les régions externes de la coma, c'est l'excitation radiative qui domine. Le processus majoritaire est l'excitation des bandes fondamentales de vibration par le rayonnement infrarouge du Soleil suivie d'émission spontanée vers les niveaux de rotation. Un équilibre de fluorescence s'établit alors et la distribution de population se calcule à partir des paramètres spectroscopiques moléculaires et du champ de radiation solaire (Bockelée-Morvan, 1987; Crovisier, 1987; Crovisier et Le Bourlot, 1983). On a $T_{rot} \neq T_{cin}$.

Les distances auxquelles commencent et s'arrêtent les différents équilibres dépendent de la raie de la molécule observée ainsi que de l'activité de la comète. Ainsi pour le CO dans la comète Hale-Bopp, dont le taux de production de l'eau était de $10^{31} \text{ molec.s}^{-1}$ au périhélie, l'équilibre thermique règne jusqu'à $\sim 10^4 \text{ km}$ du noyau, et l'équilibre de fluorescence est atteint vers $3 \cdot 10^6 \text{ km}$. La figure 5.4 représente les populations relatives des niveaux de rotation $J = 0$,

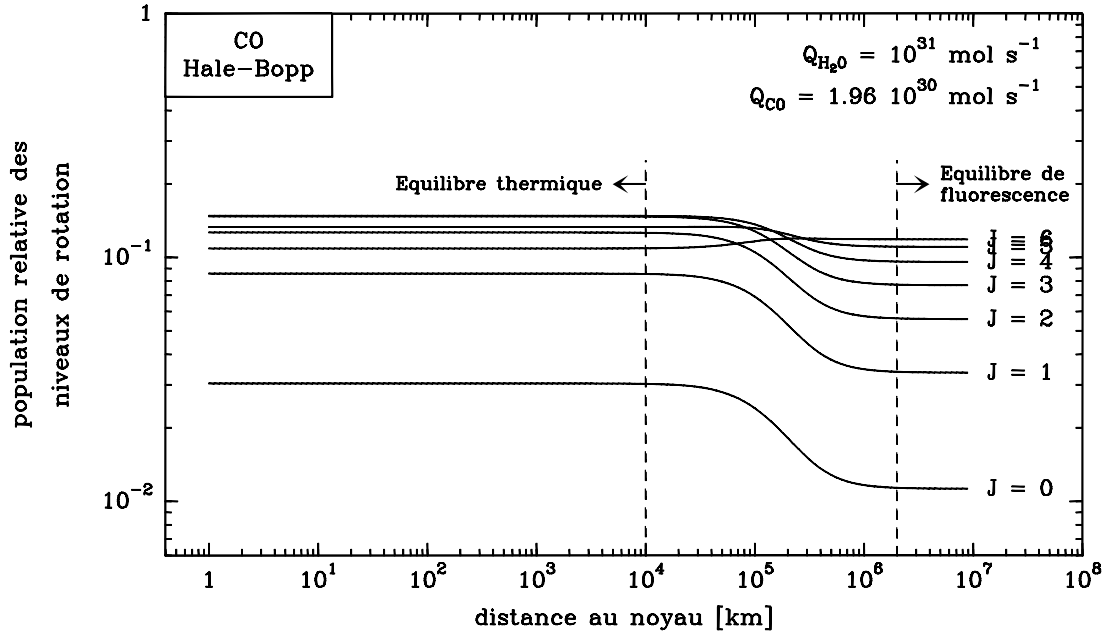


Figure 5.4 – Évolution des populations relatives des niveaux de rotation $J=0$, $J=1$ et $J=2$ de CO dans la comète Hale-Bopp. Les calculs ont été faits pour le 11 mars 1997, c'est-à-dire pour une distance héliocentrique de 0.98 UA.

$J=1$ et $J=2$ de CO dans la comète Hale-Bopp, calculées pour le 11 mars 1997. Les zones d'équilibre y sont également représentées. Notons que ce sont les molécules localisées au début de la zone intermédiaire auxquelles les antennes de 15 m du Plateau de Bure sont le plus sensible (en mode antenne unique).

5.1.3.b Définition de la température cinétique T_{cin}

C'est la température qui correspond à l'énergie cinétique moyenne du gaz : $\langle \frac{1}{2}mv^2 \rangle = \frac{3}{2}kT_{cin}$. Lorsque le gaz est à l'équilibre thermique local (ETL), la répartition des populations sur les différents niveaux d'énergie suit la loi de Boltzmann :

$$p_a = \frac{g_a \exp\left(-\frac{E_a}{kT_{cin}}\right)}{\sum_{\text{niveaux } i} g_i \exp\left(-\frac{E_i}{kT_{cin}}\right)} \quad (5.1.4)$$

où p_a est la fraction de population du niveau a d'énergie E_a , et g_a est son poids statistique.

5.1.3.c Définition et calcul de la température de rotation T_{rot}

Les raies cométaires en ondes millimétriques correspondent le plus souvent à des transitions entre différents niveaux de rotation. On définit donc la température de rotation d'une molécule comme étant la température qui représente au mieux la répartition des populations sur les niveaux observés selon la loi de Boltzmann (eq. 5.1.4).

On ne peut estimer la température de rotation d'une molécule que si l'on a observé au moins deux raies différentes de cette même molécule. La population du niveau d'énergie supérieur de

la transition $a \rightarrow b$ d'une molécule est reliée à l'aire de raie $Aire_{(ab)}$ par :

$$Aire_{(ab)} = \int T_B dv = \frac{hc^3}{8\pi k \nu_{ab}^2} A_{ab} p_a \langle N \rangle_{ab} \quad (5.1.5)$$

où

- ◇ A_{ab} est le coefficient d'Einstein d'émission spontanée de la transition,
- ◇ ν_{ab} sa fréquence,
- ◇ $\langle N \rangle_{ab}$ est la densité de colonne de la molécule pour le lobe correspondant à la transition de fréquence ν_{ab} .

Si les raies observées simultanément ont des fréquences proches (typiquement, sur le même spectre), le lobe de l'antenne est identique, et la densité de colonne est la même pour les deux raies. Dans ce cas, le rapport des aires de raies des transitions $a \rightarrow b$ et $c \rightarrow d$ vaut :

$$\frac{Aire_{(ab)}}{Aire_{(cd)}} = \frac{A_{ab} \nu_{cd}^2 p_a}{A_{cd} \nu_{ab}^2 p_c} \quad (5.1.6)$$

avec

$$\frac{p_a}{p_c} = \frac{g_a}{g_c} \exp\left(-\frac{E_a - E_c}{kT_{rot}}\right) \quad (5.1.7)$$

Les valeurs des énergies, des poids statistiques et des coefficients d'Einstein étant tabulées (Pickett *et al.*, 1998), on a accès à la température de rotation de la molécule :

$$T_{rot} = \frac{(E_c - E_a)/k}{\ln\left(\frac{Aire_{(ab)}}{Aire_{(cd)}} \cdot \frac{A_{cd}}{A_{ab}} \cdot \frac{g_c}{g_a}\right)} \quad (5.1.8)$$

Si les raies ont été observées avec des lobes différents, il faut calculer à l'aide d'un programme les densités de colonnes $\langle N \rangle_{ab}$ et $\langle N \rangle_{cd}$ correspondant aux transitions $a \rightarrow b$ et $c \rightarrow d$, moyennant certaines hypothèses sur la distribution spatiale de la molécule observée. La température de rotation de la molécule se calcule alors ainsi :

$$T_{rot} = \frac{(E_c - E_a)/k}{\ln\left(\frac{Aire_{(ab)}}{Aire_{(cd)}} \cdot \frac{A_{cd}}{A_{ab}} \cdot \frac{\nu_{ab}^2}{\nu_{cd}^2} \cdot \frac{\langle N \rangle_{cd}}{\langle N \rangle_{ab}} \cdot \frac{g_c}{g_a}\right)} \quad (5.1.9)$$

Si l'on dispose de plus de 2 raies observées simultanément, on applique la méthode du diagramme de rotation (cf. Bockelée-Morvan *et al.*, 1994, pour le méthanol). Pour chaque raie, on reporte $\ln(\langle N \rangle_{ab} A_{ab} g_a / Aire_{(ab)} \nu_{ab}^2)$ en fonction de E_a/k . Les points s'alignent alors sur une droite dont la pente vaut $-1/T_{rot}$. On applique généralement cette méthode pour CH_3OH , qui possède de nombreuses transitions dans le millimétrique.

Une fois la température de rotation du méthanol connue, il est possible d'estimer la température cinétique de la coma par l'intermédiaire de modèles d'excitation (Bockelée-Morvan *et al.*, 1994; Biver, 1997). Ces mêmes modèles permettent ensuite de calculer, pour chaque espèce moléculaire, les populations des niveaux observés.

5.1.3.d Détermination du taux de production de CO

Le calcul du taux de production d'une molécule se fait à partir de sa densité de colonne $\langle N \rangle$, calculée d'après l'équation 5.1.5. En général, on suppose que le dégazage de l'espèce moléculaire est constant et isotrope, et que la molécule se déplace à une vitesse v_{exp} constante dans la coma. C'est le **modèle de Haser**. Ce modèle donne la densité locale d'une molécule mère à la distance r du noyau de rayon r_o :

$$n(r) = \frac{Q}{4\pi r^2 v_{exp}} \exp\left(-\frac{(r - r_o)}{l}\right) \quad (5.1.10)$$

où Q est le taux de production de la molécule au niveau du noyau et $l = \frac{v_{exp}}{\beta}$ est la longueur d'échelle de photodissociation, β étant le taux de photodissociation de la molécule. D'autre part, la densité locale n et la densité de colonne $\langle N \rangle$ sont reliées par :

$$\langle N \rangle = \frac{\iiint g(\rho, \theta) n(\rho, \theta, z) d\rho d\theta dz}{\iint g(\rho, \theta) d\rho d\theta} \quad (5.1.11)$$

où $g(\rho, \theta)$ est le gain directionnel de l'antenne (cf. eq 2.1.7, page 22) et $n(\rho, \theta, z)$ est la densité locale de la molécule exprimée en coordonnées cylindriques.

Méthode pour déterminer un taux de production depuis un spectre

1. la vitesse d'expansion v_{exp} du gaz dans la coma est donnée par l'analyse du profil de la raie observée
2. l'observation de raies distinctes d'une même molécule (souvent CH_3OH) nous donne accès à la température de rotation T_{rot} de cette molécule (formule 5.1.8)
3. l'utilisation de modèles d'excitation permet de déterminer T_{cin} , puis les populations des différents niveaux pour la molécule observée.
4. la connaissance des populations et de l'aire du spectre nous permet de calculer la densité de colonne N (formule 5.1.5).
5. finalement, la relation 5.1.11 nous permet d'estimer le taux de production Q pour la molécule.

5.1.3.e Résultats

L'observation simultanée des raies du méthanol (304 GHz, 307 GHz, 157 GHz et 252 GHz) et des raies de CO ($J = 1-0$, $2-1$, $3-2$ et $4-3$) ont permis d'estimer la température dans la coma à

$$T_{cin} = 103 (\pm 7) r_h^{-1.10(\pm 0.08)} \text{ K} \quad (\text{Biver et al., 1999}). \quad (5.1.12)$$

Pour la période concernant les observations au Plateau de Bure, la température sera prise égale à 90 K.

$J(2-1)$				$J(1-0)$			
heure	aire (erreur)	S/B	Δv (erreur)	heure	aire (erreur)	S/B	Δv (erreur)
[TU]	[K km s ⁻¹]		[km s ⁻¹]	[TU]	[K km s ⁻¹]		[km s ⁻¹]
4.42	4.951 (0.183)	27.1	0.160 (0.044)	4.42	0.439 (0.156)	2.8	0.212 (0.423)
5.58	4.888 (0.110)	44.3	0.051 (0.027)	5.69	0.631 (0.077)	8.2	0.130 (0.143)
5.80	4.723 (0.127)	37.1	-0.004 (0.032)	6.98	0.739 (0.068)	10.9	-0.098 (0.108)
6.98	4.826 (0.091)	53.3	-0.165 (0.022)	8.53	0.481 (0.057)	8.4	-0.211 (0.142)
7.19	5.231 (0.090)	58.1	-0.127 (0.020)	10.24	0.651 (0.065)	10.0	-0.343 (0.123)
8.35	4.823 (0.096)	50.3	-0.176 (0.024)	11.96	0.603 (0.049)	12.2	-0.001 (0.096)
8.71	4.452 (0.089)	50.1	-0.236 (0.024)	13.71	0.609 (0.056)	10.9	-0.006 (0.108)
9.88	5.000 (0.087)	57.3	-0.155 (0.021)	moyenne	0.637 (0.025)	25.8	-0.097 (0.046)
10.59	4.891 (0.080)	61.3	-0.132 (0.019)				
11.81	4.464 (0.093)	48.2	-0.029 (0.024)				
12.10	4.737 (0.101)	46.7	-0.014 (0.025)				
13.66	4.586 (0.085)	53.7	0.026 (0.022)				
13.76	4.623 (0.114)	40.6	0.051 (0.029)				
moyenne	4.742 (0.029)	162.2	-0.085 (0.007)				

Tableau 5.2 – Aires de raies (en T_{mb}) et décalages spectraux pour chaque spectre présenté dans les figures 5.3 a) et 5.3 b). Les lignes notées "moyenne" correspondent aux spectres 5.2a) pour $J(2-1)$ et 5.2b) pour $J(1-0)$.

Le spectre de CO $J(2-1)$ de la figure 5.2a a alors permis d'estimer le taux de dégazage de CO, en supposant une distribution de molécule mère de type Haser, et un taux de photodissociation $\beta = 7.5 \cdot 10^{-7} r_h^{-2}$, où r_h est la distance héliocentrique de la comète en UA :

$$Q_{CO} = 1.96 \cdot 10^{30} \text{ mol s}^{-1} \quad (\text{Biver et al., 1999}). \quad (5.1.13)$$

5.1.4 Analyse temporelle des spectres on-off

Sur les spectres de la raie $J(2-1)$, figure 5.3, on voit nettement que le rapport des aires positives ($\int T_{mb} dv$ pour $v > 0$) et négatives ($\int T_{mb} dv$ pour $v < 0$) varie avec le temps. Pour quantifier ce phénomène, on a calculé pour chaque spectre le décalage spectral Δv . Le décalage spectral correspond au moment d'ordre 1 du spectre :

$$\Delta v = \frac{\sum_i v_i T_i}{\sum_i T_i} \quad (5.1.14)$$

où v_i est la vitesse du canal i , T_i est la température de brillance du canal i . Une décalage spectral négatif (resp. positif) implique que le CO est plus abondant (resp. moins abondant) du côté de la comète qui fait face à la Terre. Pour chacun des spectres présentés dans la figure 5.3, le tableau 5.2 fournit l'aire de la raie, son décalage spectral Δv , et le rapport S/B sur l'aire de la raie.

L'évolution temporelle de ces décalages spectraux est montrée en figure 5.5. Ces courbes semblent suivre une sinusoïde dont la période est celle de la rotation du noyau de la comète :

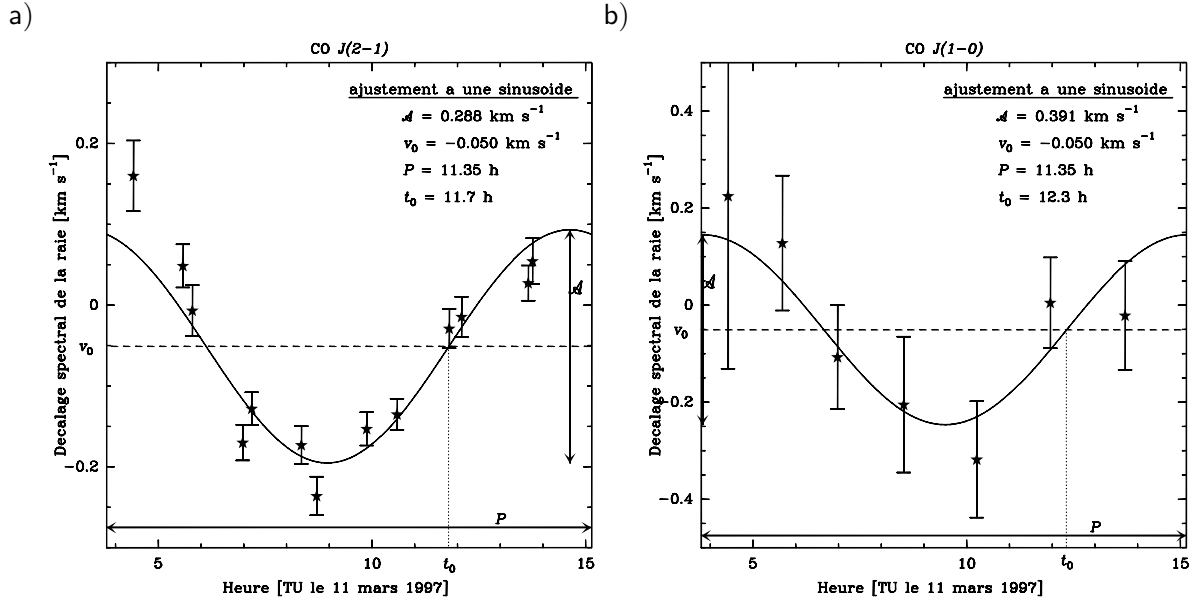


Figure 5.5 – Courbe des décalages spectraux pour CO $J(2-1)$ et $J(1-0)$. Les étoiles indiquent les décalages spectraux observés pour chacun des spectres de la figure 5.3. La courbe est l'ajustement des points calculés par une sinusoïde dont la période P est celle de la rotation de la comète sur elle-même. La largeur des graphes correspond à une période de rotation.

raie	\mathcal{A}	v_0	t_0
	[km s^{-1}]	[km s^{-1}]	[TU]
$J(2-1)$	0.29 ± 0.03	-0.05 ± 0.007	$11.75 \pm 0.12 \text{ h}$
$J(1-0)$	0.39 ± 0.16	-0.05 ± 0.05	$12.3 \pm 0.53 \text{ h}$

Tableau 5.3 – Résultat des ajustements des décalages spectraux par une sinusoïde de type $\Delta v(t) = \frac{\mathcal{A}}{2} \sin\left(\frac{2\pi}{P}(t - t_0)\right) + v_0$. La période P a été prise constante à 11.35 h.

$P = 11.35 \text{ h}$ (cf. §4.1). On caractérise cette sinusoïde par :

$$\Delta v(t) = \frac{\mathcal{A}}{2} \sin\left(\frac{2\pi}{P}(t - t_0)\right) + v_0. \quad (5.1.15)$$

Un ajustement par la méthode des moindres carrés nous permet de trouver les meilleurs paramètres \mathcal{A} (l'amplitude), v_0 (la vitesse centrale), et t_0 (l'heure d'annulation ascendante, c'est-à-dire l'heure à laquelle le décalage spectral vaut v_0). La période P de la sinusoïde a été fixée à celle du noyau de la comète : 11.35 h. Le résultat de ces ajustements est présenté dans la table 5.3.

5.1.5 Interprétation

Des données du tableau 5.2 et des figures 5.5, deux choses importantes ressortent :

- ◇ l'aire des spectres ne varie que très peu au cours de la journée. L'aire des raies $J(2-1)$ et $J(1-0)$ présentent respectivement des écarts d'au plus 10.5% et 4.5% par rapport à la valeur moyenne.

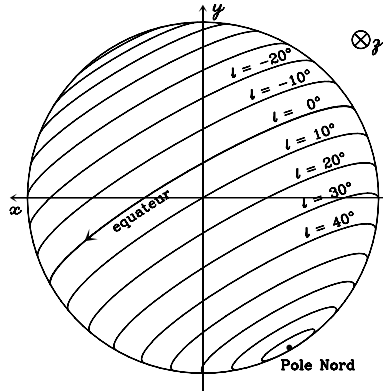


Figure 5.6 – Géométrie de la comète Hale-Bopp vue de la Terre le 11 mars 1997, selon la détermination de l'axe de rotation de Jorda *et al.* (1999). L'équateur cométaire est en gras et les autres lignes représentent les latitudes du noyau par pas de 10° .

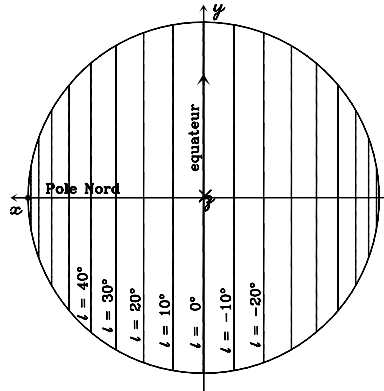


Figure 5.7 – Schéma d'une comète dont l'axe de rotation serait confondu avec l'axe \vec{x}

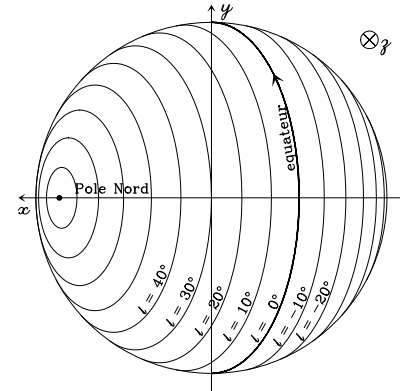


Figure 5.8 – Schéma d'une comète dont l'axe de rotation ferait un angle $\theta = 60^\circ$ avec l'axe \vec{z}

- ◇ le décalage spectral suit une sinusoïde autour de -0.05 km s^{-1} , de période égale à celle de la rotation du noyau de la comète.

L'aire étant quasiment constante, la quantité de CO dégazée par le noyau est donc également constante. En effet, une molécule se déplaçant à la vitesse d' 1 km s^{-1} reste au moins $\sim 3 \text{ h}$ dans le champ de vue de l'antenne. Une variation du dégazage de CO avec une échelle de temps supérieure à 3 heures entraînerait donc une variation de l'aire des spectres d'échelle de temps supérieure ou égale ; ce que l'on n'observe pas ici. La variation du décalage spectral ne peut donc pas s'interpréter comme une fluctuation temporelle du taux de production de CO. La similitude entre l'échelle de temps de la variation du phénomène que nous observons et la période de la comète nous permet de penser que cette variation est liée à la rotation de la comète. Or, au moment des observations, l'axe de rotation de la comète était presque confondu avec le plan du ciel (cf. figure 5.6), si bien qu'un jet de CO émis depuis une zone proche de l'équateur pourrait expliquer ce que l'on observe. Les jets dans les atmosphères cométaires sont des phénomènes courants, mais jamais ils n'avaient été observés pour une molécule mère. De plus, ce jet semble être aussi actif côté nuit que côté jour, ce qui est inattendu pour des jets cométaires. En effet, ceux-ci se ne se manifestent habituellement pas du côté nuit car la température y est trop faible pour permettre la sublimation des gaz. La faible température de sublimation de CO (24 K) est sans doute à l'origine de ce phénomène.

Afin de comprendre comment un jet peut induire de tels décalages spectraux, prenons le repère orthonormé $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ suivant :

- ◇ il est centré sur le noyau de la comète
- ◇ l'axe \vec{z} est l'axe Terre \rightarrow Comète (ligne de visée)
- ◇ le plan formé par \vec{x} et \vec{y} est le plan du ciel. \vec{y} est orienté vers le pôle nord céleste, c'est donc l'axe des déclinaisons (Dec). \vec{x} est orienté vers l'est, il correspond à l'axe des ascensions droites (RA).

Ce repère est celui utilisé dans les schémas des figures 5.6, 5.7 et 5.8. Imaginons maintenant une comète qui tourne autour de l'axe \vec{x} (schéma de la figure 5.7) et dont le dégazage de CO possède une composante isotrope et un jet radial provenant de la latitude ℓ . Ce jet est infiniment fin et tourne avec le noyau. Il peut être caractérisé par un vecteur \vec{J} tournant autour de l'axe \vec{x} , et formant un angle ℓ avec l'axe \vec{y} . Ses coordonnées dans le repère $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ en fonction du temps seront donc :

$$\vec{J}(t) = \begin{pmatrix} \sin \ell \\ \cos \ell \cos \left(\frac{2\pi}{P}(t - t_0) \right) \\ \cos \ell \sin \left(\frac{2\pi}{P}(t - t_0) \right) \end{pmatrix} \quad (5.1.16)$$

Si l'axe de rotation n'est pas confondu avec le plan du ciel, mais forme un angle θ avec \vec{z} dans le plan (\vec{x}, \vec{z}) (comme illustré dans la figure 5.8), ces coordonnées deviennent :

$$\vec{J}(t) = \begin{pmatrix} \sin \theta \cos \ell \sin \left(\frac{2\pi}{P}(t - t_0) \right) + \cos \theta \sin \ell \\ \cos \ell \cos \left(\frac{2\pi}{P}(t - t_0) \right) \\ \cos \theta \cos \ell \sin \left(\frac{2\pi}{P}(t - t_0) \right) - \sin \theta \sin \ell \end{pmatrix} \quad (5.1.17)$$

En spectroscopie radio, une molécule de gaz va contribuer au signal du canal de vitesse v_i si la projection sur la ligne de visée de la vitesse de cette molécule est $v_i \pm dv/2$. C'est donc la projection de \vec{J} sur \vec{z} qui va déterminer dans quel canal va tomber la contribution du jet au spectre. Alors qu'une comète ayant un dégazage parfaitement isotrope aura un spectre symétrique, et donc un décalage spectral nul, la contribution du jet infiniment fin et rectiligne va créer un décalage spectral proportionnel à la coordonnée sur \vec{z} de \vec{J} :

$$\Delta v = \alpha \left[\cos \theta \cos \ell \sin \left(\frac{2\pi}{P}(t - t_0) \right) - \sin \theta \sin \ell \right] \quad (5.1.18)$$

où α est une constante positive qui dépend de la contribution du jet dans l'aire totale de la raie. La similitude entre cette formule et la sinusoïde observée (formule 5.1.15), montre qu'un jet de CO tournant avec le noyau de la comète est capable de produire les décalages spectraux observés. L'égalité des équations 5.1.15 et 5.1.18 nous donne :

$$\mathcal{A} = \alpha \cos \theta \cos \ell \quad (5.1.19)$$

$$v_0 = \alpha \sin \theta \sin \ell \quad (5.1.20)$$

Or, θ est connu, puisqu'il s'agit de l'angle d'aspect de l'axe de rotation θ_ω . Dans le tableau 4.2, cet angle prend des valeurs comprises entre 70° et 90° pour la période correspondant à nos observations. On prendra donc par la suite $\theta_\omega = 80^\circ \pm 10^\circ$. Un rapide calcul du rapport v_0/\mathcal{A} nous donne une estimation de la latitude d'émission du jet : $\ell = +3.5^\circ \pm 3.5^\circ$. Cependant, cette estimation doit être prise avec précaution car plusieurs simplifications ont été faites :

- ◇ le jet n'est sûrement pas unidirectionnel et possède une certaine ouverture,
- ◇ la comète tourne, elle laisse donc autour d'elle une traînée en forme de spirale.

Ainsi, un jet ne contribuera pas à un seul canal. Sa contribution, canal par canal, sera dépendante de la géométrie du jet. Cependant, malgré une géométrie éventuellement complexe, on peut considérer que \vec{J} représente la direction dans laquelle le jet est le plus intense. Dans ce cas, les décalages spectraux peuvent s'expliquer par la présence d'un jet dont l'orientation préférentielle est située à une latitude faiblement positive ($\ell < 45^\circ$).

On pourra remarquer que l'angle de position ap_ω de l'axe de rotation n'a pas été pris en compte. ap_ω est l'angle que fait la projection de l'axe de rotation sur le plan (\vec{x}, \vec{y}) avec l'axe \vec{y} . Donc, pour calculer les coordonnées de \vec{J} avec $ap_\omega \neq 0$, il suffit d'effectuer une rotation autour de l'axe \vec{z} . Cette transformation laissant inchangée J_z , cet angle n'a pas été introduit, par souci de simplicité. Les résultats du modèle présenté au chap. 6 confirmeront que l'angle ap_ω n'a aucune incidence sur ces décalages spectraux.

Par ailleurs, le retard important ($35 \text{ min} \pm 32 \text{ min}$) de la courbe $J(1-0)$ sur la courbe $J(2-1)$ (différence des heures d'annulation des sinusoides, cf. table 5.3) est à rapprocher du fait que le lobe de l'antenne correspondant à la raie $J(1-0)$ est deux fois plus grand que celui de la raie $J(2-1)$, et qu'il est donc sensible à des molécules qui se situent plus loin que celles détectées par celui de la raie $J(2-1)$. Dans le cadre de l'hypothèse d'un jet, la différence de décalage spectral entre les deux raies à un instant donné signifie que des molécules localisées dans le jet n'ont pas la même direction de propagation selon leur distance au noyau. C'est-à-dire que le jet n'a pas la même direction selon la distance au noyau. Ce phénomène laisse alors supposer que le CO laisserait une traînée en forme de spirale dans la coma. Cependant, la barre d'erreur étant aussi grande que le décalage constaté entre les deux raies, aucune conclusion quantitative n'est possible ici.

Ce qu'il faut retenir de ces observations on-off est qu'elles suggèrent l'existence d'un jet de CO situé dans la zone nord équatoriale du noyau. Ce jet est en rotation avec la comète et est actif pendant la totalité de la rotation du noyau, et pas seulement dans la zone de jour cométaire.

Il est nécessaire de statuer maintenant sur ce que l'on entend par "jet". Il s'agit d'une zone angulaire dans laquelle la quantité de gaz est supérieure au reste de la coma. Le terme de jet ne présuppose aucun mécanisme d'émission particulier pour l'origine de cette surproduction. Les différentes origines possibles seront discutées plus tard.

5.2 Cartes interférométriques

Des incertitudes dans l'étalonnage de la phase nous ont conduit à conserver uniquement les données prises entre 4.5 h (le début des observations) et 12.5 h TU.

Les tables uv comportent pour chaque raie 2580 scans de 230 canaux de 0.1016 km s^{-1} de largeur. Après un premier examen des données, nous avons décidé de ne garder que les 25 canaux centrés autour de $v = 0 \text{ km s}^{-1}$ (dans le référentiel de la comète), ce qui correspond environ à l'intervalle de vitesse $[-2.5 ; +2.5 \text{ km s}^{-1}]$.

5.2.1 Les cartes moyennées sur la journée

La figure 5.9 présente les cartes de distribution de brillance pour les raies de CO $J(2-1)$ et $J(1-0)$. Pour les obtenir, les 8 heures d'observations ont été sommées et les 25 canaux de vitesses additionnés. Elles ont également été centrées sur le maximum de brillance, par l'intermédiaire d'un ajustement d'une gaussienne à deux dimensions. Le décalage introduit est de :

$$\begin{cases} \Delta \text{RA} &= +1.35'' \\ \Delta \text{Dec} &= -1.08'' \end{cases} \quad (5.2.1)$$

ce qui correspond à l'écart entre la position pointée lors des observations et la position de la comète donnée par les éphémérides plus récentes. Ce que l'on remarque immédiatement sur ces cartes, c'est l'existence d'une forte asymétrie spatiale dans la distribution de brillance du CO. Ces asymétries ne peuvent pas être dues à la forme elliptique du lobe synthétique, car les déformations observées (par rapport à une symétrie sphérique) ne suivent pas tout à fait son orientation.

Les figures 5.10 et 5.11 présentent les cartes **spectrales** de distribution de brillance obtenues respectivement pour $J(2-1)$ et $J(1-0)$. Ces cartes représentent le détail, canal par canal, des cartes de la figure 5.9. On remarque que l'on perd $\sim 30\%$ du flux entre les cartes et les observations on-off.

En plus des anisotropies spatiales, déjà constatées, ces cartes présentent de fortes anisotropies spectrales, en particulier pour $J(2-1)$: globalement, le signal bleu est plus fort que le rouge. Ceci signifie que le monoxyde de carbone est plus abondant dans la partie de la coma se dirigeant vers la Terre, que dans la partie s'en éloignant. Notons que le signal correspondant aux vitesses faibles ($|v| < 0.3 \text{ km s}^{-1}$) est moins intense que pour les autres vitesses. Cela correspond au creux du spectre d'une raie cométaire (cf. § 5.1.2, p. 60 et fig. 5.2 a)).

L'hypothèse d'un jet tournant avec le noyau est, là aussi, capable d'expliquer la différence entre le signal venant des vitesses positives (rouge) et celui venant des vitesses négatives (bleu). En effet, les observations ne couvrant que les 2/3 d'une période de rotation du noyau, un jet ne contribuera pas de façon égale dans les deux gammes de vitesses. Ce que l'on observe ici correspondrait donc à un jet majoritairement orienté vers la Terre pendant la durée des observations du 11 mars 1997.

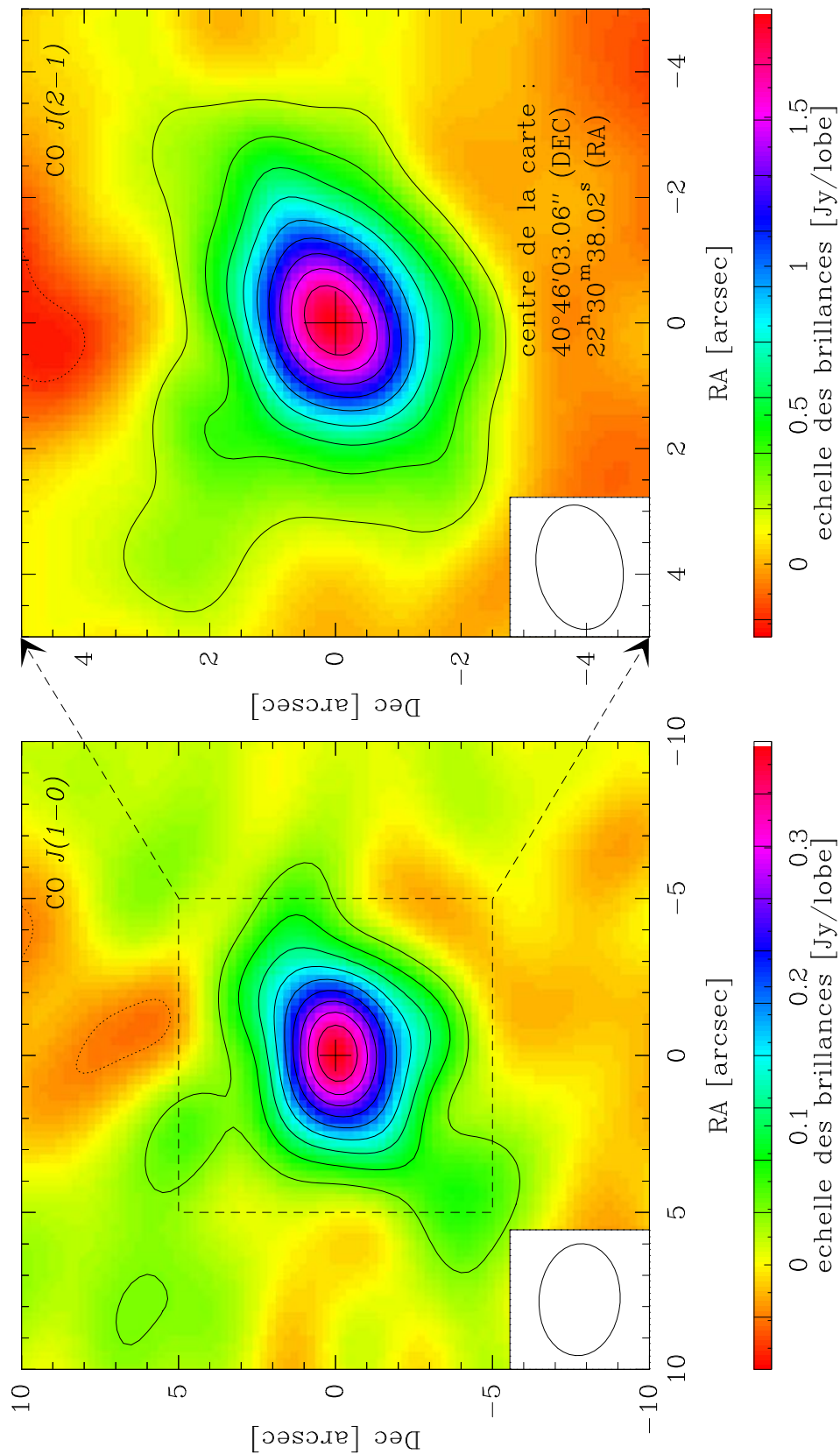


Figure 5.9 – Cartes de distribution de brillance des raies CO $J(2-1)$ (à droite) et $J(1-0)$ (à gauche) dans la comète Hale-Bopp le 11 mars 1997. Les 8 heures d'observations ont été sommées, ainsi que les 25 canaux de vitesse. Les isocontours représentent les niveaux de 10% à 90% du maximum de brillance de chaque carte, par pas de 10%, et leurs valeurs en Jy sont repérées sur l'échelle de droite. Le flux maximum de la carte de CO $J(2-1)$ est de 1.86 Jy/beam. Le niveau positif (traits pleins) le plus faible correspond donc à un flux de 0.18 Jy/beam. Pour CO $J(1-0)$, le maximum est à 0.37 Jy/beam, le niveau positif le plus faible correspond donc à 0.037 Jy/beam. Le lobe synthétique de l'interféromètre est indiqué dans le coin inférieur gauche.

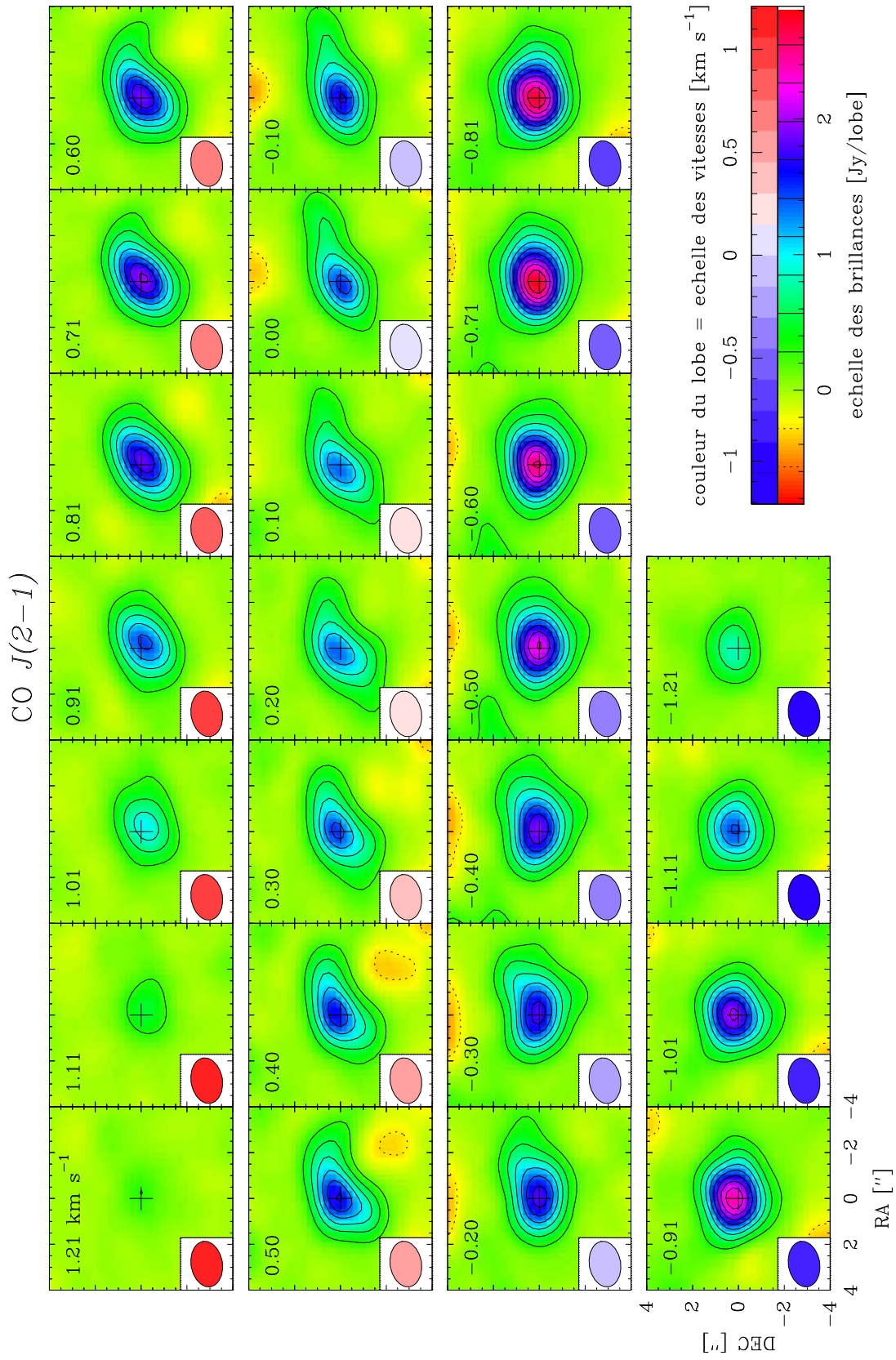


Figure 5.10 – Cartes spectrales de CO $J(2-1)$. Il s'agit du détail, canal par canal, de la carte de brillance de la figure 5.9. Chaque vignette correspond à un canal dont la vitesse centrale est inscrite en haut à gauche. Les isocontours représentent les flux de 10% à 90% du flux maximal (2.83 Jy/beam). La couleur du lobe synthétique, en bas à gauche, indique la couleur de la vitesse. Un lobe rouge correspond à une fréquence décalée vers le rouge, c'est-à-dire à du gaz qui s'éloigne de la Terre. Par opposition, un lobe bleu correspond à du gaz qui se rapproche de nous.

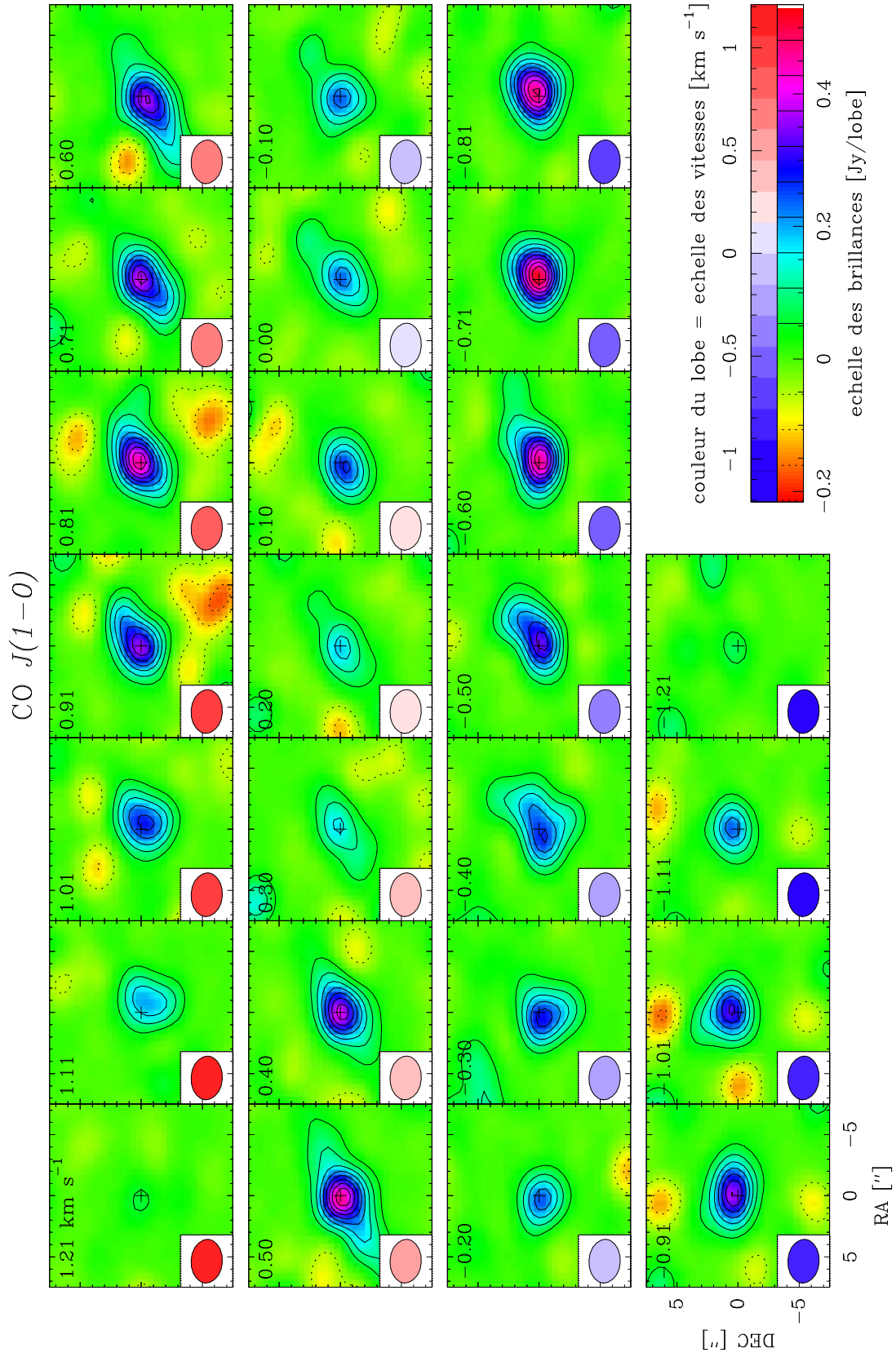


Figure 5.11 – Cartes spectrales de CO $J(1-0)$. Détail, canal par canal, de la carte de brillance de la figure 5.9. Le reste de la légende est identique à celle de la figure 5.10. Les isocontours représentent les flux de 10% à 90% du flux maximal (0.53 Jy/lobe).

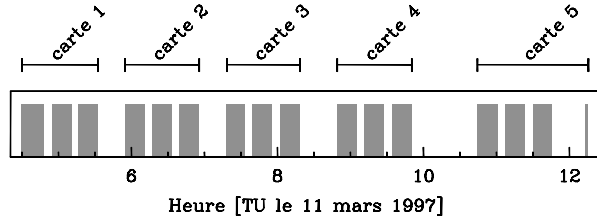


Figure 5.12 – Ce schéma montre en gris les périodes où les antennes intégraient sur la comète en mode interférométrique. Les zones intermédiaires correspondent aux périodes de pointage, d'étalonnage, ou de mode on-off.

5.2.2 Évolution temporelle des cartes

Pour étudier l'évolution morphologique de la distribution de CO au cours de la journée, des cartes de la raie $J(2-1)$ ont été réalisées en ne moyennant les données que sur 1 heure. Le temps d'observation effectif étant de 5 heures, 5 cartes ont été obtenues. Le schéma de la figure 5.12 montre la répartition du temps d'observation sur la période de temps de télescope le 11 mars 1997. Les cartes nettoyées sont présentées en figure 5.13.

Pour chacune des cartes, on peut calculer le centre photométrique C_i , qui correspond au maximum d'intensité de chacune. Par ailleurs, on note C_m le centre photométrique moyen pour toute la période d'observation (fig. 5.9). Comme cette carte a été recentrée, le point C_m est situé en $(0,0)$. Pour chaque carte i de la figure 5.13, C_i est repéré par une croix et la direction du vecteur $\overrightarrow{C_m C_i}$ est représenté par une flèche.

Tous les centres photométriques sont calculés en ajustant la TF d'une gaussienne à 2 dimensions aux visibilités. On peut ajuster directement une gaussienne à 2 dimensions aux cartes mais cette méthode dépend du nettoyage utilisé. Les résultats peuvent donc être pollués par des artefacts.

En analysant la position des C_i (cf. fig. 5.14), on peut constater qu'ils se positionnent dans une direction perpendiculaire à l'axe de rotation de la comète. De plus, les vecteurs $\overrightarrow{C_i C_m}$ semblent tourner autour de C_m . Une fois encore la présence d'un jet de CO en rotation pourrait être à l'origine de ce phénomène.

Pour expliquer cela, considérons une comète idéale, de forme parfaitement sphérique, comme celle de la figure 4.4. Cette comète dégage du CO d'une manière isotrope à laquelle se rajoute un jet de gaz dans une direction donnée. On peut représenter la direction de ce jet en matérialisant ce dernier sur un parallèle de latitude ℓ , et éjectant la matière de façon radiale. Sans jet, le maximum d'intensité de la raie de CO coïnciderait avec la position du noyau de la comète. La présence d'un jet déplace le maximum d'intensité le long de la spirale formée par la traînée de gaz. Ainsi la rotation du noyau de la comète entraîne la rotation du maximum d'intensité le long du parallèle de latitude ℓ . Vu depuis la Terre, ce déplacement suit une ellipse dont le grand axe est perpendiculaire à l'axe de rotation de la comète. Cette ellipse est en fait la projection sur le plan du ciel du parallèle concerné.

Un programme d'ajustement d'ellipse par la méthode des moindres carrés (Halír et Flusser, 1998) a permis de calculer que les maxima C_i sont disposés sur la projection d'un parallèle de latitude 10° Nord d'une comète dont l'axe de rotation aurait les paramètres ($\theta_\omega = 79^\circ$, $ap_\omega = 211^\circ$). Notons que les latitudes données ici ne correspondent pas à une latitude géographique réelle, mais à la direction d'éjection du gaz à la surface du noyau. Une telle orientation de l'axe de rotation est en accord avec l'ensemble des valeurs trouvées dans la littérature (cf. tableau 4.2,

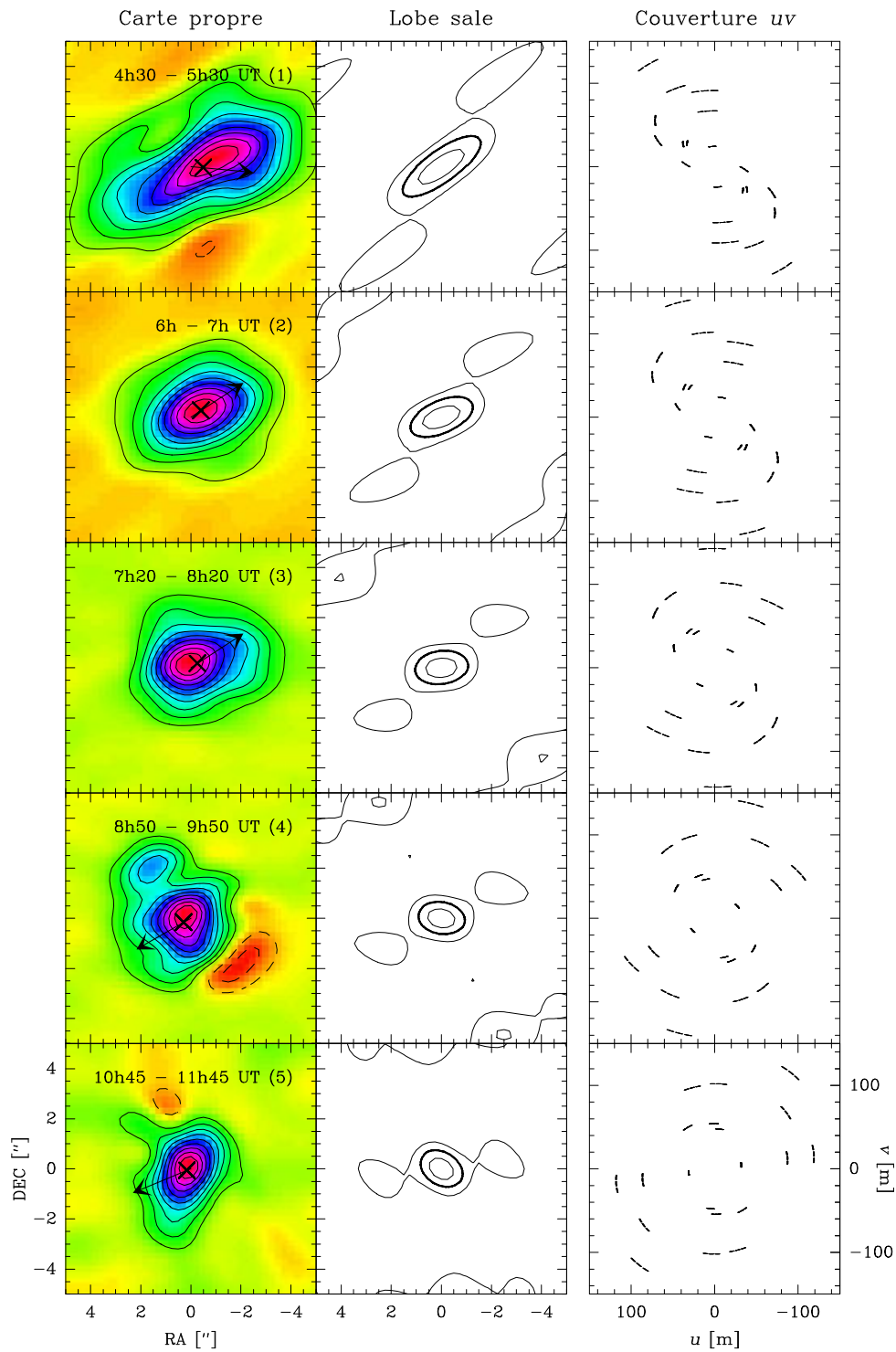


Figure 5.13 – **gauche** : Cartes nettoyées correspondant à une heure d'intégration sur la comète en mode interférométrique. L'intervalle horaire est précisé en haut de chaque vignette et le numéro entre parenthèses est celui par lequel je référencerai ces cartes par la suite. Pour chacune, les niveaux correspondant à des intensités de 10% à 90% du maximum d'intensité sont représentés. L'échelle de couleur est la même que pour la carte de CO $J(2-1)$ de la figure 5.9. Les croix localisent les centres photométriques C_i , le centre photométrique moyen C_m est situé en (0,0), et les flèches indiquent la direction des vecteurs $\overrightarrow{C_i C_m}$. **milieu** : Lobes sales correspondant aux cartes de la colonne de gauche. Les niveaux correspondant à 50% du maximum sont représentés en gras et ceux à 20% et 80% en traits fins. **droite** : Couvertures uv correspondant aux cartes de la colonne de gauche.

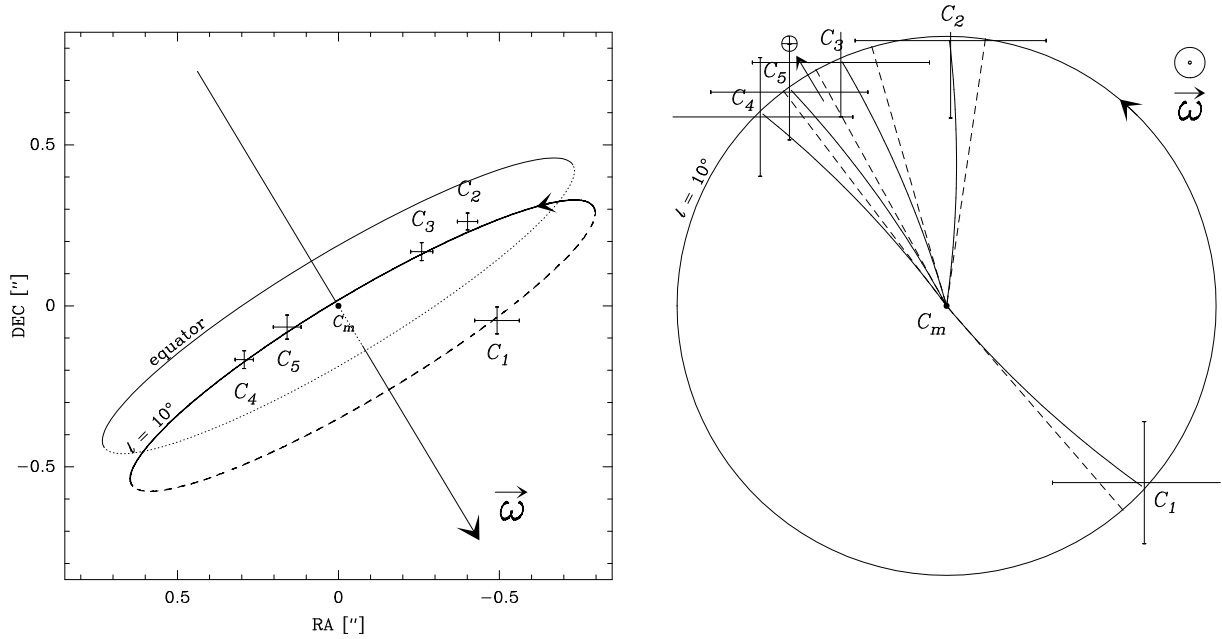


Figure 5.14 – gauche : Évolution temporelle des maxima d'intensité C_i (localisés par une croix dont la longueur des bras est l'incertitude). Un point noir indique la position de C_m . L'ellipse est la projection du parallèle de latitude 10° Nord d'une sphère dont l'axe de rotation aurait les caractéristiques suivantes : $ap_\omega = 80^\circ$ et $\theta_\omega = 211^\circ$. **droite :** Même scène que la figure a), mais vu d'un point situé à la verticale du pôle Nord de la comète. L'échelle est identique à celle de a). Les arcs représentent les trajectoires des jets spiraux ayant abouti aux maxima observés. Les rayons en tirets représentent la direction initiale d'éjection du gaz.

page 48). La partie gauche de la figure 5.14 superpose l'ellipse calculée par le programme aux centres photométriques locaux C_i . On peut alors voir les C_i se répartir le long du parallèle de latitude 10° Nord. Notons cependant que les barres d'erreur sont certainement sous-estimées. En effet, il y a une incertitude sur la position C_m qui n'est pas prise en compte ici. C_m a été calculé sur une période correspondant à $\sim 70\%$ de la rotation de la comète. Puisqu'il y a déplacement du centre photométrique avec le temps, la position calculée de C_m est sans doute décalée (d'au plus $0.2''$) de la position réelle du centre de la comète.

Si l'on considère que les C_i se répartissent à la surface d'une sphère à la même latitude, leur position sur le plan du ciel nous permet de calculer la longitude des méridiens sur lesquels ils se trouvent. L'origine des longitudes est prise au point subterrestre, et le sens positif est celui de la rotation du noyau. Pour mieux se rendre compte de la géométrie des points, la partie droite de la figure 5.14 représente la vision des C_i depuis un point qui serait situé à la verticale du pôle Nord de la comète.

5.2.3 Conclusions

Les résultats que l'on peut tirer de cette analyse ne peuvent être que qualitatifs. La raison en est que la période utilisée pour moyenner les données (1 heure) est trop court pour avoir une bonne couverture uv . Il n'est cependant pas possible de rallonger ce temps pour deux raisons.

1. Moyenner les données sur deux heures d'observations brouillerait encore plus les informations car la coma change trop au cours de ce temps.

2. Nous ne disposons pas de suffisamment de données dans le temps pour pouvoir ensuite faire une analyse temporelle.

Cependant, les résultats du modèle développé (cf. chap. 6) montrent que la position des maxima C_i a effectivement un lien avec l'orientation de l'axe de rotation de la comète Hale-Bopp, et en particulier l'angle de position ap_ω .

5.3 Les visibilités

Moyenner les données sur un temps court étant incompatible avec la réalisation de cartes, nous avons décidé d'étudier directement les visibilités, c'est-à-dire la transformée de Fourier (TF) de la distribution de brillance de la raie observée.

5.3.1 Visibilités attendues pour une distribution isotrope du gaz

D'après la définition donnée au chap. 2, la relation entre les visibilités V et la distribution de brillance B d'une source est :

$$V_\nu(\vec{\sigma}) = \int g_\nu(\vec{\rho}) B_\nu(\vec{\rho}) e^{-2\pi i \vec{\rho} \cdot \vec{\sigma}} d\Omega \quad (5.3.1)$$

$$= \text{TF}(g_\nu \times B_\nu)(\vec{\sigma}) \quad (5.3.2)$$

$$= \text{TF}(g_\nu)(\vec{\sigma}) \otimes \text{TF}(B_\nu)(\vec{\sigma}) \quad (5.3.3)$$

Les variables sont les mêmes que celles utilisées dans la formule 2.4.1, page 31.

La distribution de brillance d'une source est le flux émis par cette source par unité d'angle solide. Calculons d'abord le flux émis par la transition $a \rightarrow b$ (optiquement mince) de fréquence ν d'une molécule, et reçu au niveau de la Terre :

$$F_{a \rightarrow b} = \frac{1}{4\pi\Delta^2} h\nu A_{ab} p_a N \quad (5.3.4)$$

Les termes de cette équation s'expliquent aisément :

- ◇ $h\nu_{ab}$ est l'énergie émise par un photon émis depuis le niveau a vers le niveau b
- ◇ A_{ab} (le coefficient d'Einstein d'émission spontanée) est le nombre statistique de photons émis par seconde par la molécule depuis le niveau a
- ◇ $p_a N$ est le nombre de molécules dans le lobe, situées sur le niveau a ,
 ➔ $h\nu_{ab} A_{ab} p_a N$ est donc la quantité d'énergie par seconde émise par la source dans toutes les directions.
- ◇ $1/4\pi\Delta^2$ rapporte cette quantité par unité de surface reçue à une distance Δ (distance source - Terre).

La brillance B_ν associée à ce flux est donnée par

$$B_\nu d\nu = \frac{F_{a \rightarrow b}}{\Omega_A} = \frac{1}{\Omega_A} \frac{1}{4\pi\Delta^2} h\nu A_{ab} p_a N \quad (5.3.5)$$

où Ω_A est le lobe de l'antenne, tel qu'il est défini eq. 2.1.8, page 23. Or, $N/\Omega_A\Delta^2 = \langle N \rangle$, où $\langle N \rangle$ est la densité de colonne de la molécule. On a donc finalement :

$$B_\nu d\nu = \frac{1}{4\pi} h\nu A_{ab} p_a \langle N \rangle \quad (5.3.6)$$

Cette formule permet d'établir la relation 5.1.5, après l'utilisation de l'approximation de Rayleigh-Jeans ($h\nu \ll kT_{cin}$).

Pour calculer la brillance en un point du plan du ciel, il faut alors généraliser la formule précédente :

$$B_\nu(\rho) d\nu = \frac{1}{4\pi} h\nu A_{ab} p_a \langle N(\rho) \rangle, \quad (5.3.7)$$

où $\langle N(\rho) \rangle$ est la densité de colonne calculée pour un lobe infiniment fin, à une distance ρ du noyau. Or, pour une comète avec un dégazage isotrope, la densité locale n suit la loi de Haser (formule 5.1.10), et, à une distance ρ du centre de la comète, la densité de colonne est de :

$$\langle N(\rho) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} n(\rho, \theta, z) dz = \frac{Q}{4\pi v_{exp} \rho} \int_{\rho/l}^{\infty} K_0(z) dz \quad (5.3.8)$$

où K_0 est la fonction de Bessel modifiée du second type d'ordre 0. Or, pour la molécule de CO, la longueur d'échelle $l = 1.3 \cdot 10^6$ km est très grande par rapport au rayon du champ de vue du télescope (10.45", soit $\sim 10^4$ km au niveau de la comète). Donc $\forall \rho$ dans le champ de vue du télescope,

$$\int_{\rho/l}^{\infty} K_0(z) dz \simeq \int_0^{\infty} K_0(z) dz = \frac{\pi}{2}. \quad (5.3.9)$$

Donc la formule 5.3.8 peut s'approximer en :

$$\langle N(\rho) \rangle = \frac{Q}{4\rho v_{exp}} \quad (5.3.10)$$

En supposant un dégazage isotrope, la distribution de brillance de la molécule de CO est donc inversement proportionnelle à la distance au centre de la comète :

$$B_\nu(\rho) d\nu = \frac{1}{4\pi} h\nu_{ab} A_{ab} p_a \frac{Q}{4v_{exp}} \times \frac{1}{\rho} \quad (5.3.11)$$

On peut calculer (cf. Annexe A.3) que la Transformée de Fourier à deux dimensions d'une fonction en $1/\rho$ est $1/\sigma$, où $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ et $\sigma = \sqrt{u^2 + v^2}$. Donc :

$$\text{TF}(B_\nu)(\sigma) d\nu = \frac{1}{4\pi} h\nu_{ab} A_{ab} p_a \frac{Q}{4v_{exp}} \times \frac{1}{\sigma} \quad (5.3.12)$$

Les visibilités sont alors obtenues en convoluant $\text{TF}(B_\nu)$ par la TF du lobe g . La figure 5.15 présente le résultat du calcul numérique des visibilités, normalisées par la valeur en $\sigma = 0$. On peut voir que la convolution par la TF du lobe n'affecte que les lignes de base inférieures à la plus petite fournie par la configuration C1 du Plateau de Bure.

Pour une atmosphère isotrope et une distribution de molécules mères, nous attendons des visibilités évoluant en $1/\sigma$ avec le rayon uv σ .

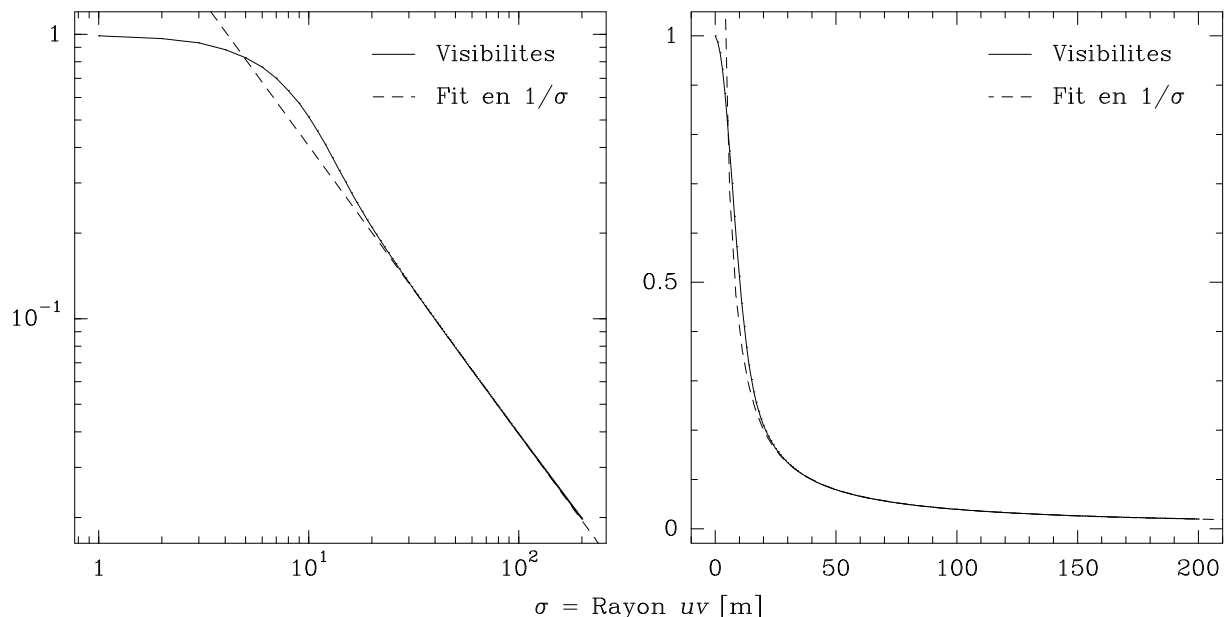


Figure 5.15 – Tracé des visibilités attendues à 230 GHz pour une atmosphère isotrope (échelle log à gauche et linéaire à droite). Pour $\sigma > 30$ m, les visibilités suivent une courbe en $1/\sigma$. Les visibilités ont été normalisées à la valeur en $\sigma = 0$.

5.3.2 Visibilités observées au Plateau de Bure

En raison de l'évolution attendue en $1/\sigma$ des visibilités, il paraît logique de représenter celles-ci en fonction du rayon uv . Dans son utilisation habituelle, cette méthode a le défaut de mélanger le signal provenant de lignes de bases et/ou de périodes temporelles différentes (moyenne des visibilités sur tout le temps d'observation). La coma que nous observons étant fortement anisotrope et changeant avec le temps, cette représentation n'est pas complètement satisfaisante.

Il a donc été décidé de traiter chaque ligne de base séparément, et pour chacune de moyenner les données de façon temporelle. Comme la longueur des lignes de base varie avec le temps, on peut représenter l'évolution temporelle en fonction de σ . La comparaison avec les visibilités attendues pour une distribution de CO isotrope peut donc se faire directement.

Pour améliorer le rapport signal-sur-bruit des visibilités, la technique employée pour effectuer les moyennes a été une *moyenne glissante*. Cette méthode consiste d'abord à fixer le temps T sur lequel sont moyennées les données. Le 1^{er} point moyenné correspond à l'intervalle de temps $[0; T]$, le 2^{ème} à $[dt; T + dt]$, avec $dt < T$, et ainsi de suite ... Une visibilité peut donc contribuer à plusieurs points dans la moyenne. La figure 5.16 présente l'évolution temporelle ainsi obtenue des visibilités observées au Plateau de Bure pour la transition $J(2-1)$ de CO. Tous les canaux de vitesse ont été moyennés, et pour chaque ligne de base, une flèche indique dans quelle direction évolue le rayon uv avec le temps.

Sur cette figure, deux choses sont remarquables :

- ◊ le meilleur ajustement à une courbe de type σ^{-n} , par la méthode des moindres carrés, donne une évolution moyenne de $V \propto \sigma^{-1.18 \pm 0.01}$, et non en σ^{-1} . Ce profil moyen suggère que l'évolution radiale de la distribution de brillance de CO n'est pas en $1/r$, et donc que le

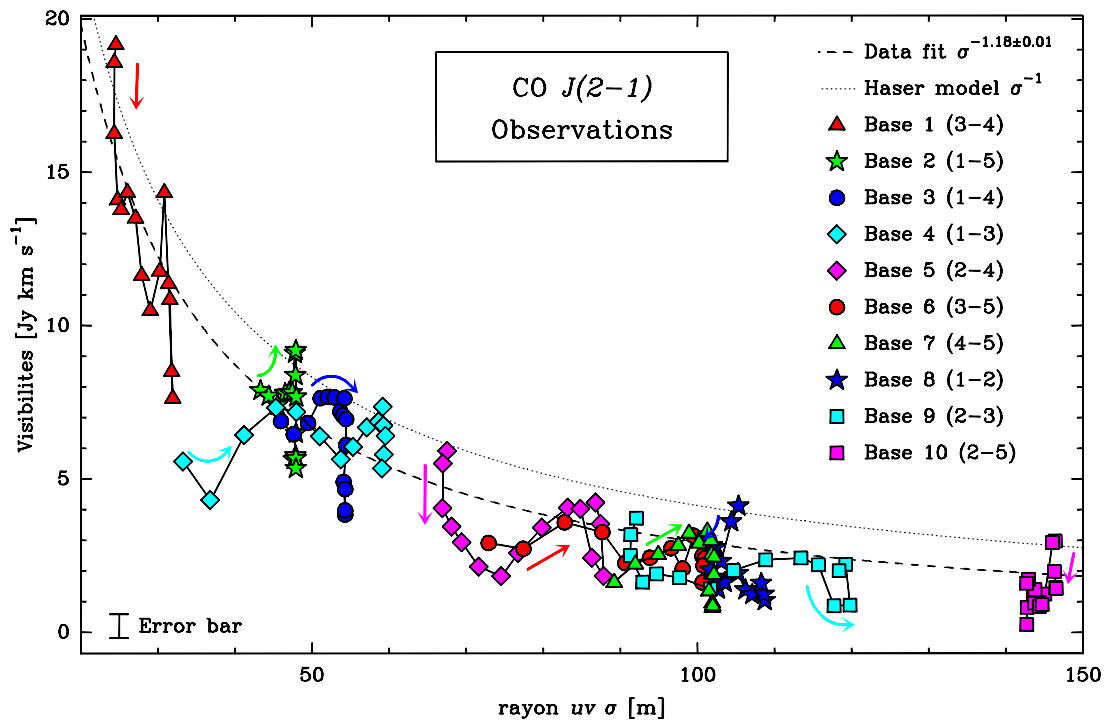


Figure 5.16 – Évolution temporelle de l'amplitude des visibilités de la raie $J(2-1)$ de CO en fonction du rayon uv . Pour chaque ligne de base, une flèche indique dans quelle direction évolue le rayon uv avec le temps. La courbe en pointillés représente les visibilités attendues pour une distribution isotrope de CO (résultat d'un modèle de coma isotrope pour un taux de dégazage de CO égal à celui calculé d'après les observations on-off : $Q_{CO} = 1.96 \cdot 10^{30}$ molec s⁻¹), et celle en tirets indique l'ajustement à une courbe en $\sigma^{-1.18 \pm 0.01}$.

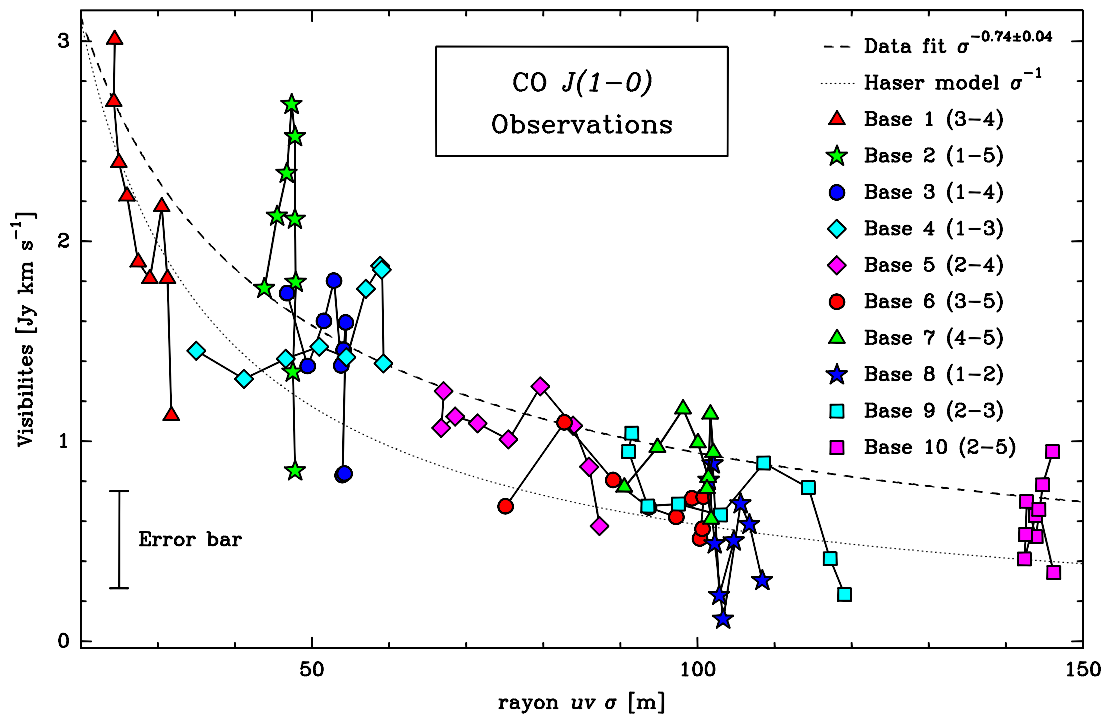


Figure 5.17 – Évolution temporelle de l'amplitude des visibilités de CO $J(1-0)$ en fonction du rayon uv . La courbe en pointillés représente les visibilités attendues pour une distribution isotrope de CO, et celle en tirets indique l'ajustement à une courbe en $\sigma^{-0.74 \pm 0.04}$.

monoxyde de carbone pourrait ne pas venir uniquement du noyau mais aussi d'une source étendue. Cette interprétation sera plus amplement discutée lors de l'analyse du modèle, au chapitre 6.

- ◊ de fortes modulations autour de ce profil moyen sont observées. L'interprétation directe de ces courbes est très difficile car plusieurs paramètres varient en même temps :
 - le temps, et donc la distribution du CO,
 - les rayons uv ,
 - l'orientation de chaque ligne de base, les zones sondées étant donc toujours différentes.

La méthode la plus appropriée pour analyser cette figure est donc de développer un modèle à 4 dimensions (les 3 dimensions spatiales + le temps) et de simuler les observations interférométriques. Ceci sera l'objet du prochain chapitre.

À titre d'information, l'évolution des visibilitées pour la transition $J(1-0)$ est donnée en figure 5.17. La comparaison avec la raie $J(2-1)$ est délicate car le rayon uv est en unités de longueur d'onde. Ainsi, une zone donnée de la coma sera sondée par la ligne de base de longueur σ pour la transition $J(2-1)$, mais par celle de longueur $\sigma/2$ et de même orientation pour $J(1-0)$ (s'il en existe une). Or, nous ne disposons pas d'un tel couple de lignes de base. De plus, l'erreur sur ces visibilitées est presque de l'ordre des modulations. Seule une comparaison du profil moyen sera donc possible, ce qui sera fait au chapitre 6.

5.4 Les spectres interférométriques

Une autre méthode originale pour étudier des données interférométriques consiste à étudier les spectres interférométriques. C'est en fait une manière de représenter les données de la table uv . Pour chaque scan, cette dernière contient 10 enregistrements, chacun correspondant à une ligne de base. Chaque enregistrement comprend les parties réelles et imaginaires des visibilitées pour chaque canal de vitesse du spectromètre. On peut donc voir et traiter chaque enregistrement comme un spectre.

Pour obtenir l'évolution temporelle des spectres de visibilitées par ligne de base, il faut, pour chaque période de temps, calculer l'amplitude moyenne des visibilitées. Deux solutions s'offrent à nous pour un tel calcul :

1. calculer l'amplitude de chaque visibilité et effectuer la moyenne de ces amplitudes individuelles
2. ou faire d'abord la moyenne des parties réelles d'une part et des parties imaginaires d'autre part et calculer ensuite l'amplitude moyenne.

Les résultats obtenus par ces deux méthodes sont très différents. C'est en fait la 2^{ème} méthode qui permet de s'affranchir le plus efficacement du bruit (R. Lucas, communication personnelle). En effet, elle effectue une moyenne vectorielle sur les nombres complexes (les composantes réelles et imaginaires sont prises en compte), alors que la première perd une partie de l'information en ne tenant compte que de la moitié de l'information (moyenne effectuée sur les amplitudes,

en abandonnant l'information apportée par la phase). Donc l'amplitude $A_{b,i,c}$ de la visibilité moyenne pour la ligne de base b , la période de temps i et le canal c se calcule ainsi :

$$A_{b,i,c} = \sqrt{\left(\frac{\sum_{t \in [t_i; t_{i+1}]} \Re(V_{b,t,c}) w_{b,t,c}}{\sum_{t \in [t_i; t_{i+1}]} w_{b,t,c}} \right)^2 + \left(\frac{\sum_{t \in [t_i; t_{i+1}]} \Im(V_{b,t,c}) w_{b,t,c}}{\sum_{t \in [t_i; t_{i+1}]} w_{b,t,c}} \right)^2} \quad (5.4.1)$$

où $w_{b,t,c}$ est le poids statistique correspondant à la visibilité $V_{b,t,c}$ (colonne $7 + 3 * c$ dans la table uv). Le poids est relié à l'erreur relative $\sigma_{b,t,c}$ de cette même visibilité :

$$\sigma_{b,t,c} = 10^{-3} / \sqrt{w_{b,t,c}} \quad (5.4.2)$$

Tel un spectre habituel, on soustrait ensuite aux amplitudes moyennes la *ligne de base* correspondant à la moyenne du signal sur les 10 premiers et 10 derniers canaux, qui ne comportent que du bruit. La technique de la moyenne glissante a également été employée ici. La figure 5.18 présente les spectres ainsi obtenus.

La première chose que l'on remarque sur ces spectres, en particulier pour les cinq premières lignes de base (les plus courtes, donc celles où le signal est plus fort) est qu'ils présentent une évolution temporelle similaire à celle des spectres on-off. En effet, le décalage spectral de ces raies oscille entre le bleu et le rouge. La figure 5.20 présente les variations temporelles de ces décalages spectraux pour chacune des lignes de base, et le tableau 5.4 donne le résultat des ajustements à une sinusoïde, les paramètres \mathcal{A} , t_0 , v_0 et P étant les mêmes que pour les décalages spectraux on-off (cf. §5.1.4).

Justifions d'abord l'emploi d'une sinusoïde de période égale à celle de la comète Hale-Bopp pour l'analyse de ces courbes. L'interprétation de ces données est plus délicate que pour les observations en mode on-off. En effet, l'orientation des lignes de base tourne avec le temps, et la comète tourne également. Les observations on-off correspondant à une ligne de base de longueur nulle, la notion d'orientation ne joue pas et seule la rotation de la comète est responsable des décalages spectraux observés. Pour essayer de comprendre à quel type de courbe on peut s'attendre, imaginons deux cas théoriques extrêmes :

- ◊ La comète ne tourne pas, mais possède tout de même une anisotropie. Les décalages spectraux interférométriques suivent une courbe périodique (pas obligatoirement sinusoïdale) de 12 h de période car :
 - les visibilités sont à symétrie centrale dans le plan uv
 - au bout d'une demi rotation terrestre les lignes de base ont tourné de 180° : ces dernières échantillonnent alors des données identiques à celles échantillonnées en début de période
- ◊ La comète tourne mais ce sont les lignes de base qui ne tournent pas (*i.e.* la Terre ne tourne pas). On se retrouve alors dans un cas similaire aux décalages spectraux on-off : les courbes obtenues sont périodiques, avec une période égale à celle de la rotation de la comète.

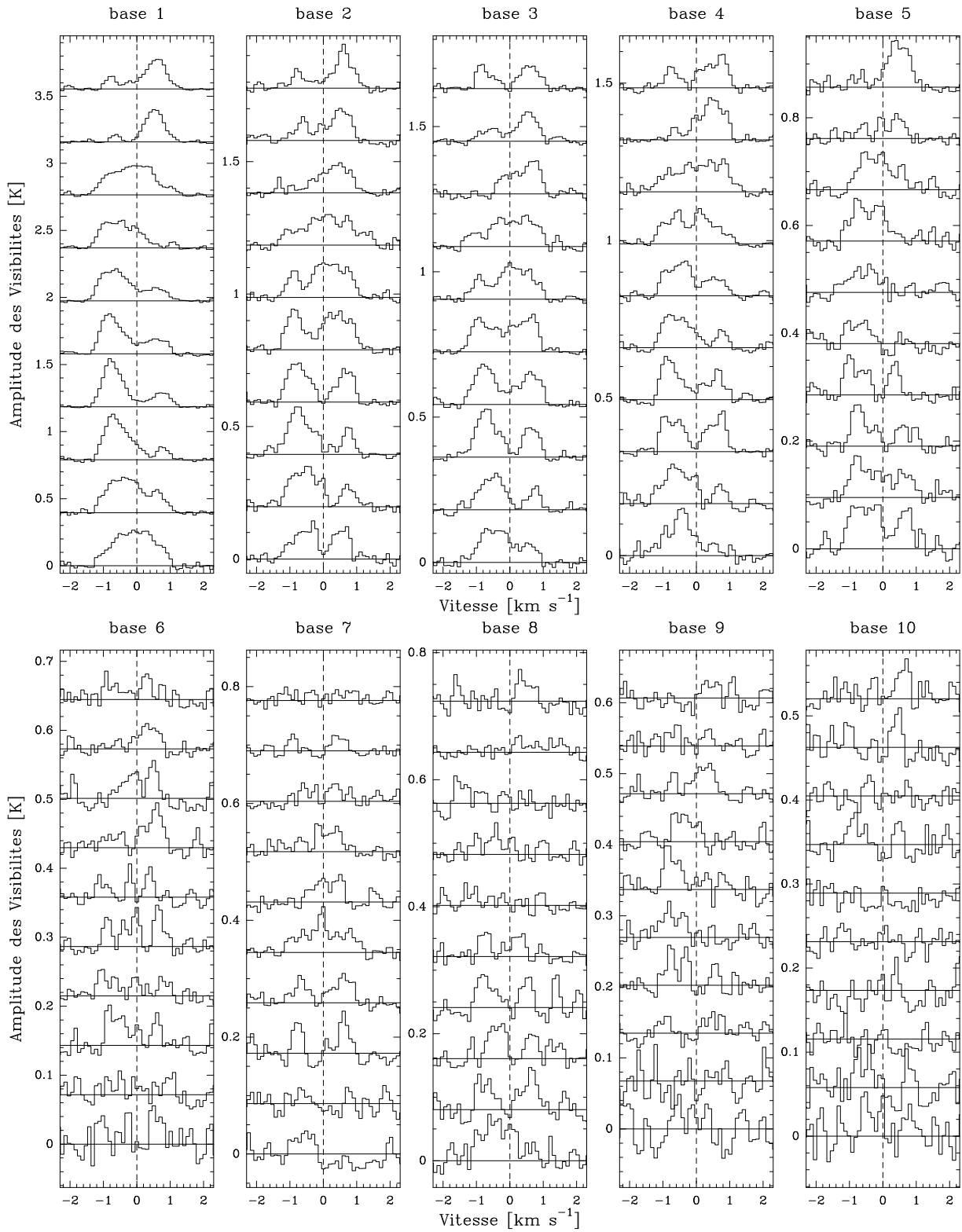
CO $J(2-1)$: Observations

Figure 5.18 – Spectres interférométriques pour les lignes de base 1 à 10. La disposition des spectres est similaire à celle utilisée pour les spectres on-off.

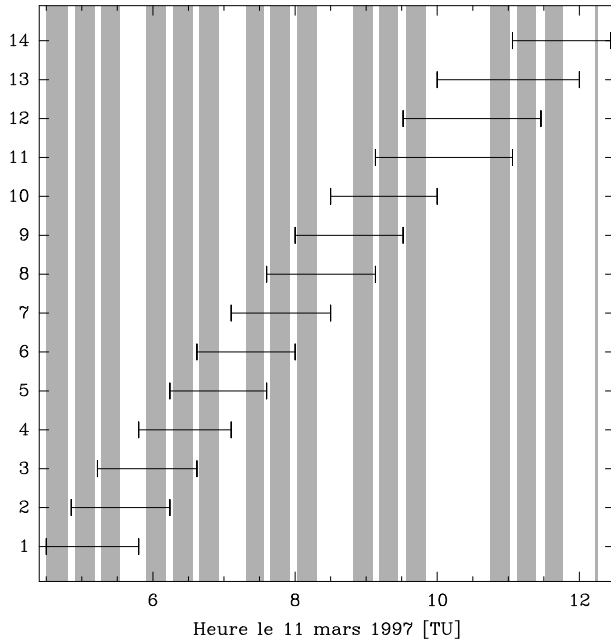


Figure 5.19 – Intervalles de temps utilisés pour les moyennes glissantes de la ligne de base 1 pour **a)** et pour les lignes de base 2 à 10 pour **b)**. Les périodes d'observation en mode interférométrique sont grisées et ont toutes (sauf la dernière) une durée de ~ 20 min. Chaque intervalle de temps donnant une visibilité moyenne comprend 3 de ces périodes ($T \sim 1$ h). L'échelle verticale indique juste le numéro du point ainsi moyenné.

Puisqu'il y a combinaison des rotations terrestre et cométaire, les décalages spectraux suivent une courbe hybride entre les deux décrites précédemment. Par ailleurs, les mesures dans le plan uv ne sont sensibles qu'à quelques zones particulières dont la localisation dépend de la longueur et de l'orientation des lignes de base. Une ligne de base ne sera donc pas tout le temps sensible au vecteur qui caractérise la direction principale \vec{J} du jet (comme je l'ai décrit au §5.1.5). Les courbes des décalages spectraux interférométriques peuvent donc avoir une variation périodique beaucoup plus complexe que celle d'une sinusoïde. Leur forme dépend de la morphologie de l'anisotropie et de la couverture uv . Cependant, la forme analytique de ces courbes périodiques n'étant pas possible à calculer simplement, l'ajustement à une sinusoïde de période égale à celle de la comète m'a paru le meilleur moyen de caractériser ces courbes. Le choix de fixer la période à celle de la rotation du noyau pourrait être discutable. Cependant, les données interférométriques ne s'étendent pas sur une durée suffisante pour pouvoir déterminer avec précision une période. C'est pourquoi c'est celle de la rotation du noyau qui a été choisie, cela permet également de pouvoir comparer les données on-off et interférométriques. Par ailleurs, pour les 5 premières lignes de base, l'ajustement paraît justifié. Pour les suivantes, le bruit étant plus important que les fluctuations apparentes du signal, aucune conclusion n'est possible.

Avant d'analyser les résultats des ajustements, arrêtons-nous un moment pour essayer de comprendre quelle est la quantité que mesure une ligne de base en fonction de sa longueur. En partant de la définition d'une transformée de Fourier, les petites lignes de bases sondent les grandes structures de la coma et les grandes lignes de base les petites structures. L'expansion de la coma étant essentiellement radiale, les petites structures proviennent de régions proches du noyau et les grandes de régions plus lointaines. Finalement, au premier ordre, on peut dire que les petites lignes de base sondent les régions externes et les grandes lignes de base les régions internes. Toutefois, il ne faut pas négliger l'orientation des lignes de base. En effet, si l'atmosphère de la comète n'est pas à symétrie sphérique, la TF de sa distribution de brillance ne le sera pas

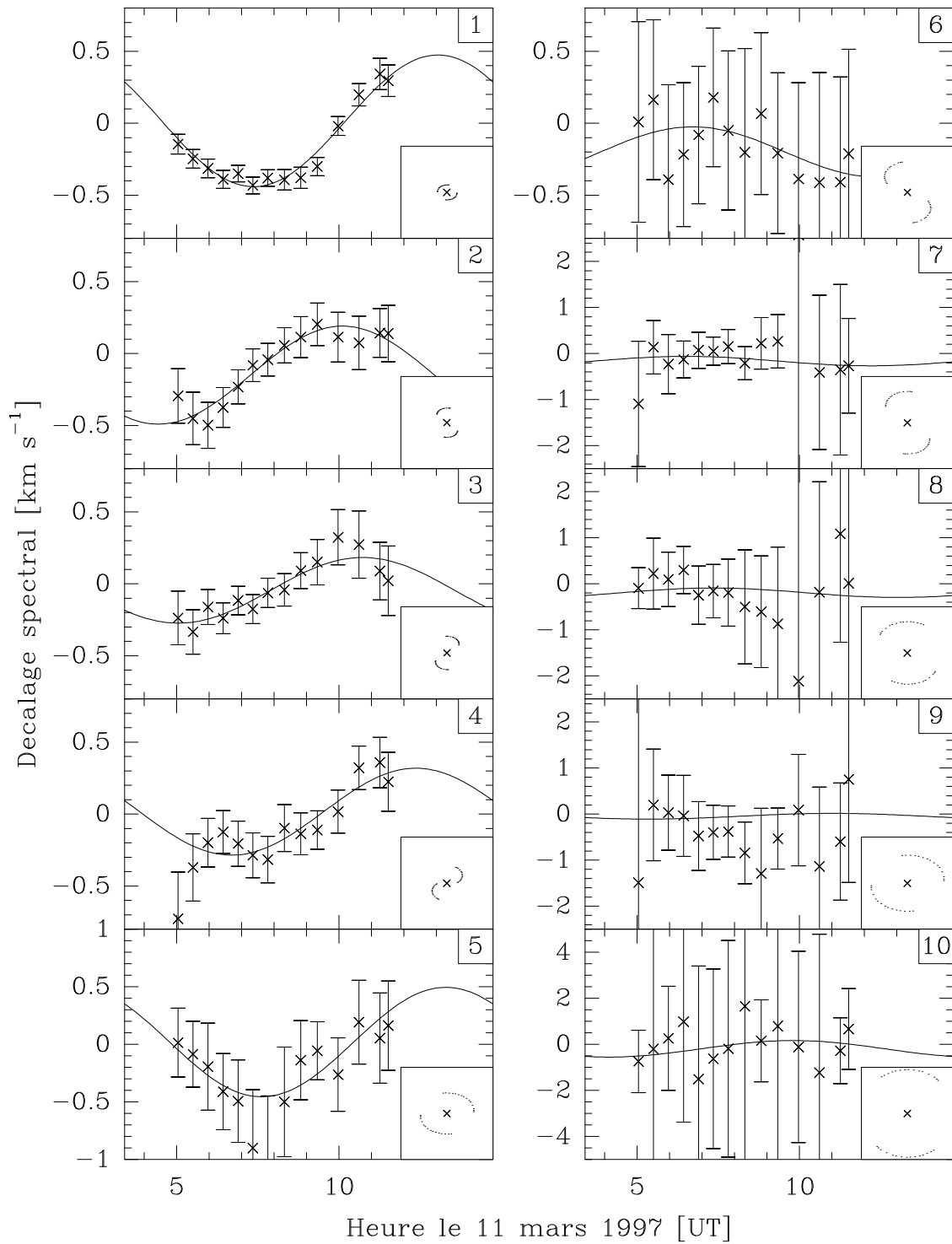


Figure 5.20 – Décalages spectraux des spectres interférométriques pour chaque ligne de base, dont le numéro est indiqué dans le coin supérieur droit de chaque vignette. La sinusoïde superposée est le résultat d'un ajustement par la méthode de Levenberg-Marquardt (moindres carrés appliqués à une fonction non linéaire). La couverture uv de chaque ligne de base est représentée dans le coin inférieur droit, avec la même échelle que celles des vignettes de couverture de la figure 5.13.

Base	\mathcal{A}	t_0	v_0
	[km s ⁻¹]	[UT]	[km s ⁻¹]
0	0.292 ± 0.022	11.753 ± 0.118	-0.050 ± 0.008
1	0.898 ± 0.042	10.147 ± 0.058	0.018 ± 0.015
2	0.508 ± 0.068	7.537 ± 0.336	-0.108 ± 0.036
3	0.516 ± 0.060	8.204 ± 0.351	0.002 ± 0.039
4	0.536 ± 0.088	9.529 ± 0.355	-0.006 ± 0.042
5	0.888 ± 0.250	10.322 ± 0.262	-0.027 ± 0.075
6	0.194 ± 0.304	7.103 ± 3.360	-0.064 ± 0.143
7	0.578 ± 0.542	5.345 ± 0.905	-0.195 ± 0.235
8	0.414 ± 0.372	12.126 ± 2.648	-0.071 ± 0.248
9	0.768 ± 0.776	11.636 ± 1.071	-0.053 ± 0.319
10	0.480 ± 1.030	7.558 ± 7.652	-0.121 ± 0.360

Tableau 5.4 – Résultats des ajustements à une sinusoïde de l'évolution temporelle des décalages spectraux interférométriques. La courbe ajustée est du type $\Delta v(t) = \frac{\mathcal{A}}{2} \sin\left(\frac{2\pi}{P}(t - t_0)\right) + v_0$, où $P = 11.35$ h est la période de rotation de la comète. La méthode employée est celle de Levenberg-Marquardt.

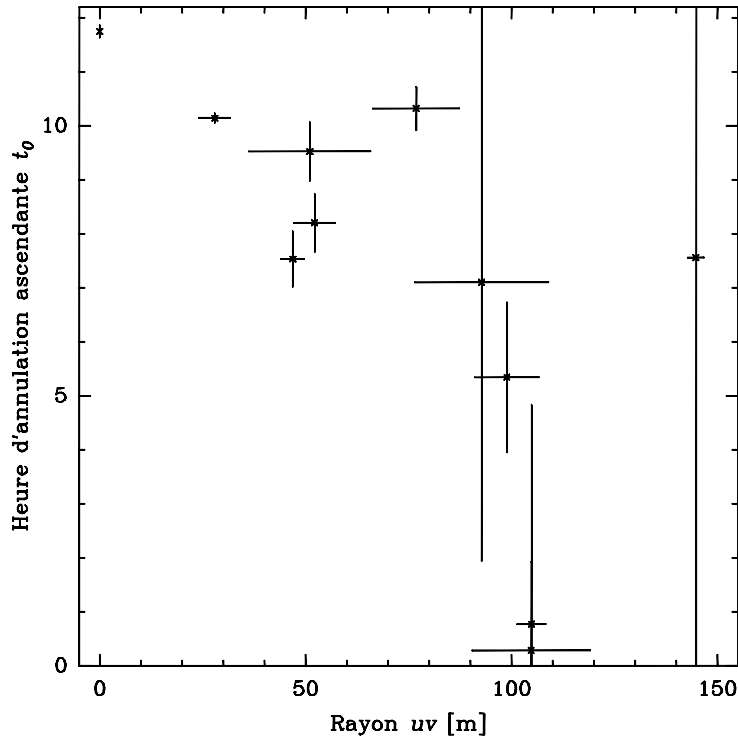


Figure 5.21 – Évolution des heures d'annulations ascendantes t_0 en fonction des rayons uv de chaque ligne de base (\times). Les barres d'erreur horizontales représentent la variation du rayon uv de chaque ligne de base avec le temps. Les barres verticales représentent l'erreur sur le calcul de t_0 .

plus. Ainsi, pour qu’une structure dans le plan du ciel soit détectée par une ligne de base, il faut que :

- ◊ la longueur de la ligne de base soit adaptée à la longueur caractéristique de la structure.
- ◊ l’orientation de la ligne de base et l’orientation principale de la structure soient perpendiculaires.

Ce qui ressort de la figure 5.20, c’est que les décalages spectraux ne sont pas en phase entre les différentes lignes de base — au moins les cinq premières, les autres n’ayant pas un rapport signal-sur-bruit suffisant pour permettre une comparaison. Si l’on considère que plus les lignes de base sont grandes et plus on sonde des régions internes de la coma, il apparaît que le phénomène que l’on détecte n’a pas la même orientation selon sa distance au noyau de la comète. Ceci renforce l’hypothèse d’un jet dont la traînée forme une spirale dans la coma, car un tel jet remplirait les conditions précédentes. En effet, un jet droit ne serait présent que dans une direction donnée. Par ailleurs, l’atmosphère en expansion entraîne qu’une structure détectée par une grande ligne de base à un instant t sera détectée plus tard par une ligne de base plus courte — moyennant que les orientations coïncident. Ainsi, on pourrait s’attendre à ce que les heures des annulations ascendantes t_0 évoluent en fonction de la longueur des rayons uv selon une loi qui dépendrait de v_{exp} et des paramètres géométriques du jet (forme, puissance, ...). Malheureusement, la figure 5.21 ne semble pas montrer une très forte corrélation entre le rayon uv et t_0 . Ceci sera discuté plus en détail au chapitre 7.

5.5 Conclusions

La première constatation que l’on peut faire sur ces observations est qu’elles sont très riches en informations, que ce soit en mode on-off ou interférométrique. L’étude des données on-off permet sans nul doute de conclure à une anisotropie dans la distribution du CO dans la coma interne. Cette irrégularité est de plus liée au noyau puisqu’elle présente une variation temporelle de longueur égale à la période de rotation ce dernier. L’explication la plus probable est l’existence d’un jet d’origine nucléaire qui tourne de façon solidaire avec le noyau. Ce jet laisserait alors une traînée en forme de spirale dans la coma interne. Cette hypothèse est renforcée par l’étude des spectres interférométriques qui montrent qu’un jet droit (sans traînée en spirale) ne pourrait produire de telles visibilités. Par ailleurs, les cartes et les visibilités confirment que la distribution du monoxyde de carbone est fortement anisotrope tant spatialement (dans le plan du ciel) que spectralement.

Cependant, l’examen de ces données, aussi riches soient-elles, ne permet que des conclusions qualitatives, tant dans la morphologie du jet que dans la position de l’axe de rotation du noyau de la comète Hale-Bopp. L’idée de développer un modèle s’est alors imposée comme l’unique moyen d’extraire le plus d’informations possible de ces observations, et de contraindre le mieux possible, la position de l’axe de rotation et la morphologie du jet.

Bibliographie

Biver, N. (1997).

Molécules mères cométaires : observations et modélisations. Thèse de Doctorat, Université Paris VII.

Biver, N., Bockelée-Morvan, D., Colom, P., Crovisier, J., Germain, B., Lellouch, E., Davies, J. K., Dent, W. R. F., Moreno, R., Paubert, G., Wink, J., Despois, D., Lis, D. C., Mehringer, D., Benford, D., Gardner, M., Phillips, T. G., Gunnarsson, M., Rickman, H., Winnberg, A., Bergman, P., Johansson, L. E. B., et Rauer, H. (1999).

Long-term Evolution of the Outgassing of Comet Hale-Bopp From Radio Observations. *Earth Moon & Planets*, **78** :5–11.

Biver, N., Bockelée-Morvan, D., Colom, P., Crovisier, J., Henry, F., Lellouch, E., Winnberg, A., Johansson, L. E. B., Gunnarsson, M., Rickman, H., Rantakyö, F., Davies, J. K., Dent, W. R. F., Paubert, G., Moreno, R., Wink, J., Despois, D., Benford, D. J., Gardner, M., Lis, D. C., Mehringer, D., Phillips, T. G., et Rauer, H. (2002).

The 1995-2002 Long-Term Monitoring of Comet C/1995 O1 (HALE-BOPP) at Radio Wavelength. *Earth Moon and Planets*, **90** :5–14.

Bockelée-Morvan, D. (1987).

Les conditions d'excitation des molécules mères dans les atmosphères cométaires. Applications à l'eau et à l'acide cyanhydrique. Thèse de Doctorat, Université Paris VII.

Bockelée-Morvan, D., Crovisier, J., Colom, P., et Despois, D. (1994).

The rotational lines of methanol in comets Austin 1990 V and Levy 1990 XX. *Astronomy & Astrophysics*, **287** :647–665.

Crovisier, J. (1987).

Rotational and vibrational synthetic spectra of linear parent molecules in comets. *Astronomy & Astrophysics Supplement Series*, **68** :223–258.

Crovisier, J. et Le Boulbot, J. (1983).

Infrared and microwave fluorescence of carbon monoxide in comets. *Astronomy & Astrophysics*, **123** :61–66.

Halír, R. et Flusser, J. (1998).

Numerically stable direct least squares fitting of ellipses. Dans *Proceedings of the 6th International Conference in Central Europe on Computer Graphics and Visualization*. Plzeň, Czech Republic, pages 125–132.

Hu, H., Larson, H. P., et Hsieh, K. C. (1991).

Theoretical description of spectral line profiles of parent molecules in cometary comae. *Icarus*, **91** :238–250.

Jorda, L., Rembor, K., Lecacheux, J., Colom, P., Colas, F., Frappa, E., et Lara, L. M. (1999).

The Rotational Parameters of Hale-Bopp (C/1995 O1) from Observations of the Dust Jets at Pic du Midi Observatory. *Earth Moon & Planets*, **77** :167–180.

Lang, K. R. (1974).

Astrophysical Formulae. Springer-Verlag.

Pickett, H. M., Poynter, R. L., Cohen, E. A., Delitsky, M. L., Pearson, J. C., et Muller, H. S. P. (1998).

Submillimeter, Millimeter, and Microwave Spectral Line Catalog. *J. Quant. Spectrosc. & Rad. Transfer*, **60** :883–890. (base de données disponible sur le web <http://spec.jpl.nasa.gov/>).

Chapitre 6

Modélisation de l'atmosphère de CO

Comme il a été décrit au chapitre précédent pour le monoxyde de carbone, les observations interférométriques ne permettent que des interprétations qualitatives de la distribution du CO dans la coma. Cependant, nous avons montré que ces observations recélaient une grande quantité d'information. Il serait donc dommage de ne pas aller plus loin dans leur analyse.

La méthode qui nous a semblée la plus appropriée pour analyser ces observations a été de programmer un modèle de coma interne à 3 dimensions et dépendant du temps, et simulant les observations.

Le monoxyde de carbone étant la molécule qui fait l'objet de cette thèse, je vais décrire mon modèle en prenant le CO comme exemple (§6.1). Cependant, ce modèle pourrait être appliqué facilement aux autres espèces moléculaires observées, ainsi qu'à d'autres comètes. Le procédé utilisé pour la simulation des observations est décrit dans la section §6.2. Un mode d'emploi pratique du modèle est donné en Annexe B.

6.1 Description du modèle de coma interne

D'après les premières conclusions tirées des observations, il existe une anisotropie du monoxyde de carbone localisée à proximité du noyau. Pour l'instant, je ne présuppose aucun mécanisme pour l'origine de cette anisotropie. La forme du noyau, sa topographie, ou l'inhomogénéité de sa surface pourraient, par exemple, en être la cause. Nous reviendrons sur ceci plus tard. Cette anisotropie peut être vue comme un jet. L'appellation "jet" est très imagée mais

permet facilement de se représenter ce qu'il se passe au niveau de la distribution de CO dans la coma. C'est pourquoi j'utiliserai ce terme.

Le principe du modèle est une distribution isotrope de monoxyde de carbone, à laquelle se rajoute, au niveau du noyau, un jet de forme conique qui apporte une certaine quantité de CO dans la coma. Par souci de clarté, le modèle va d'abord être décrit en partant d'un modèle simple : le noyau ne tourne pas, l'atmosphère est statique et le jet est rectiligne. La rotation qui crée une traînée en forme de spirale sera ajoutée par la suite.

Chaque modèle donne en sortie un instantané de la coma, pour une heure donnée, le jour des observations. La dimension temporelle du modèle est introduite en exécutant le modèle pour des heures différentes.

6.1.1 Modèle de coma interne sans rotation

6.1.1.a Forme du noyau

Il faut garder en tête que ce que l'on souhaite modéliser, c'est la distribution de CO, et non le mécanisme qui en est à l'origine. De plus, la résolution angulaire de l'interféromètre du Plateau de Bure est de l'ordre de la seconde d'arc, ce qui correspond au moment des observations à ~ 1000 km au niveau du noyau. Cette distance est très supérieure au rayon estimé du noyau de la comète : 36 ± 6 km (Lamy *et al.*, 1999). Pour une distribution donnée de CO, la forme du noyau n'aura donc aucun impact sur les résultats du modèle. Je vais donc supposer un noyau sphérique, de rayon r_o . On pourra considérer ce noyau idéalisé comme étant la sphère équivalente qui produit la distribution de CO observée.

6.1.1.b Repères utilisés

i – Repère ($Oxyz$)

J'utilise principalement le repère orthonormé ($Oxyz$) centré sur le noyau de la comète, tel qu'il est décrit à la page 69. Dans ce repère, on définit des coordonnées cartésiennes (x, y, z) et sphériques (r, θ, ϕ) telles que :

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = r \begin{pmatrix} \cos \theta \sin \phi \\ \sin \theta \sin \phi \\ \cos \phi \end{pmatrix} \quad (6.1.1)$$

Une représentation de ces deux jeux de coordonnées est donnée en Figure 6.1. C'est dans ce repère que les calculs du modèle vont être effectués.

ii – Repère ($Ox_c y_c z_c$)

L'hypothèse du noyau sphérique nous permet de se repérer sur la surface du noyau avec un système de latitudes et de longitudes. Connaissant la position de l'axe de rotation de la comète, les latitudes ℓ se définissent facilement : elles s'échelonnent de $+90^\circ$ au pôle Nord à -90° au pôle

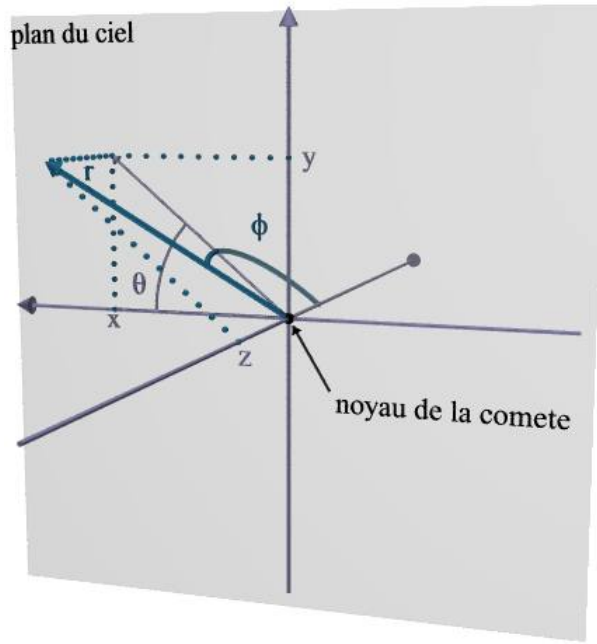


Figure 6.1 – Représentation du repère centré sur la comète et les jeux de coordonnées cartésiennes (x, y, z) et sphériques (r, θ, ϕ) qui lui sont associés.

Sud. Pour les longitudes L , elles vont de 0° à 360° dans le sens de la rotation du noyau, c'est-à-dire dans le sens trigonométrique direct autour du vecteur définissant la rotation. L'origine de ces longitudes est pris arbitrairement au point sub-terrestre au moment du début des observations (cf. fig. 6.2). Ce système de repérage est associé à un repère orthonormé $(Ox_c y_c z_c)$, où \vec{z}_c est le vecteur rotation du noyau, et est donc dirigé vers le pôle Nord du noyau, \vec{x}_c est dirigé vers le point $(\ell = 0^\circ, L = 0^\circ)$, et \vec{y}_c vers le point $(\ell = 0^\circ, L = 90^\circ)$. Les coordonnées cartésiennes (x_c, y_c, z_c) et sphériques (r, ℓ, L) sont liées ainsi :

$$\begin{pmatrix} x_c \\ y_c \\ z_c \end{pmatrix} = r \begin{pmatrix} \cos L \cos \ell \\ \sin L \cos \ell \\ \sin \ell \end{pmatrix} \quad (6.1.2)$$

Ce repère est essentiellement utilisé pour mieux appréhender la localisation du jet à la surface du noyau, les coordonnées (r, ℓ, L) étant transformées en coordonnées (r, θ, ϕ) pour les calculs.

iii – Passage de $(Ox_c y_c z_c)$ vers $(Oxyz)$

Le passage du système $(Ox_c y_c z_c)$ vers $(Oxyz)$ se fait par le biais de deux rotations : la première de $(\theta_\omega + 180^\circ)$ autour de \vec{y}_c , et la seconde de $(ap_\omega - 90^\circ)$ autour de l'axe \vec{z} créé par

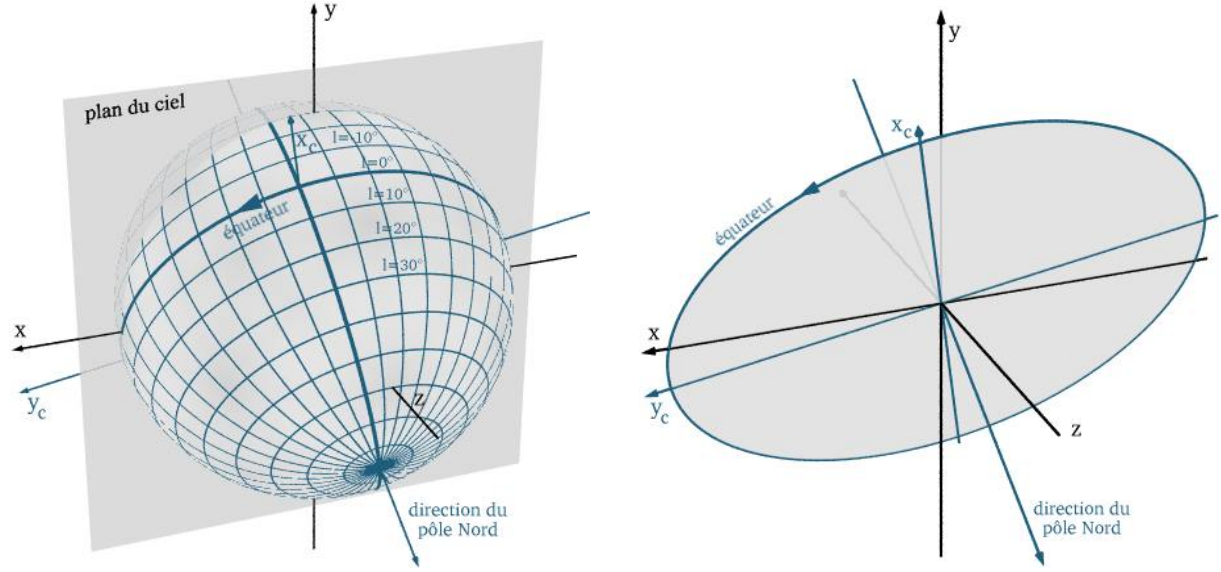


Figure 6.2 – Gauche : Schéma des parallèles et des méridiens sur le noyau d'une comète sphérique dont l'axe de rotation aurait les paramètres suivants : $ap_\omega = 210^\circ$ et $\theta_\omega = 75^\circ$. Les parallèles (resp. les méridiens) sont représentés avec des latitudes ℓ (resp. des longitudes L) espacées de 10° . Les axes des systèmes de coordonnées $(Oxyz)$ et $(Ox_cy_cz_c)$ sont également représentés. **Droite :** Version épurée de la figure de gauche. Ne restent que les deux systèmes de coordonnées $(Oxyz)$ et $(Ox_cy_cz_c)$, ainsi que le plan équatorial du noyau.

la rotation précédente :

$$\begin{aligned}
 \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} &= \begin{bmatrix} \sin ap_\omega & -\cos ap_\omega & 0 \\ \cos ap_\omega & \sin ap_\omega & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \left(\begin{bmatrix} -\cos \theta_\omega & 0 & \sin \theta_\omega \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta_\omega & 0 & -\cos \theta_\omega \end{bmatrix} \cdot \begin{pmatrix} r \cos L \cos \ell \\ r \sin L \cos \ell \\ r \sin \ell \end{pmatrix} \right) \\
 &= r \begin{pmatrix} (-\cos L \cos \ell \cos \theta_\omega + \sin \ell \sin \theta_\omega) \sin ap_\omega - \sin L \cos \ell \cos ap_\omega \\ (-\cos L \cos \ell \cos \theta_\omega + \sin \ell \sin \theta_\omega) \cos ap_\omega + \sin L \cos \ell \sin ap_\omega \\ -\cos L \cos \ell \sin \theta_\omega - \sin \ell \cos \theta_\omega \end{pmatrix} \quad (6.1.3)
 \end{aligned}$$

où θ_ω est l'angle d'aspect de l'axe de rotation et ap_ω son angle de position, tels qu'ils sont définis à la page 47.

6.1.1.c Distribution du gaz

Les observations on-off nous permettent de déterminer la quantité totale Q_{co} de CO délivrée dans la coma par seconde au niveau du noyau. Le modèle suppose que cette quantité de gaz est délivrée en 2 parties : une isotrope, répartie sur toute la surface du noyau, et le jet.

La partie isotrope du modèle délivre une quantité Q_{iso} de CO par seconde dans toute la coma. Le jet de forme conique qui s'y ajoute possède les caractéristiques suivantes :

- ◇ le cône a un demi-angle d'ouverture Ψ au niveau du noyau
- ◇ il est solidaire d'un point situé sur un parallèle de latitude ℓ_0 et sur un méridien de longitude L_0 , correspondant à des coordonnées sphériques (θ_0, ϕ_0)

- ◇ il apporte une quantité Q_{jet} de molécules de CO par secondes dans la coma. On définit alors f_{co} comme étant la fraction du nombre de molécules dans la coma apportées par le jet :

$$f_{co} = \frac{Q_{jet}}{Q_{jet} + Q_{iso}} = \frac{Q_{jet}}{Q_{co}} \quad (6.1.4)$$

L'anisotropie du dégazage provoquée par un tel jet peut se modéliser par une gaussienne à deux dimensions, centrée sur (θ_0, ϕ_0) , de déviation standard Ψ , et dont le maximum est proportionnel à Q_{jet} . Le dégazage de CO dans une direction (θ, ϕ) donnée vaut donc :

$$Q(\theta, \phi) = \frac{Q_{iso}}{4\pi} + \frac{\alpha Q_{jet}}{2\pi\Psi^2} \exp\left(-\frac{\hat{d}^2}{2\Psi^2}\right) \quad (6.1.5)$$

où α est un coefficient de proportionnalité, et \hat{d} est la distance angulaire entre les directions (θ_0, ϕ_0) et (θ, ϕ) , calculée selon la loi des cosinus de la trigonométrie sphérique :

$$\hat{d} = \arccos(\cos\phi\cos\phi_0 + \sin\phi\sin\phi_0\cos(\theta - \theta_0)) \quad (6.1.6)$$

Le coefficient α est déterminé d'après l'hypothèse initiale : il y a Q_{co} molécules dégazées dans la coma par seconde :

$$\int_{4\pi} Q(\theta, \phi) d\Omega = Q_{co} = Q_{jet} + Q_{iso} \quad (6.1.7)$$

On en déduit que $\alpha = 1$, et la distribution du dégazage vaut :

$$Q(\theta, \phi) = \frac{Q_{iso}}{4\pi} + \frac{Q_{jet}}{2\pi\Psi^2} \exp\left(-\frac{\hat{d}^2}{2\Psi^2}\right) \quad (6.1.8)$$

ou encore :

$$Q(\theta, \phi) = \frac{Q_{co}}{4\pi} \left(1 - f_{co} + \frac{2f_{co}}{\Psi^2} \exp\left(-\frac{\hat{d}^2}{2\Psi^2}\right)\right) \quad (6.1.9)$$

On peut alors définir une fonction de jet \mathfrak{J} , telle que :

$$Q(\theta, \phi) = \frac{Q_{co}}{4\pi} \mathfrak{J}(f_{co}, \Psi, \theta, \phi). \quad (6.1.10)$$

Par souci de simplicité dans les formules, et sauf précision contraire, j'utiliserai cette fonction sous la forme $\mathfrak{J}(f_{co}, \Psi)$, la dépendance en θ et ϕ étant sous-entendue.

6.1.1.d Utilisations du modèle de Haser

Le modèle de Haser (1957) supposant une expansion radiale du gaz, la densité locale dans une direction donnée dépend uniquement du taux de dégazage dans cette direction. On peut donc adapter les formules du modèle de Haser malgré un dégazage anisotrope (Hu *et al.*, 1991).

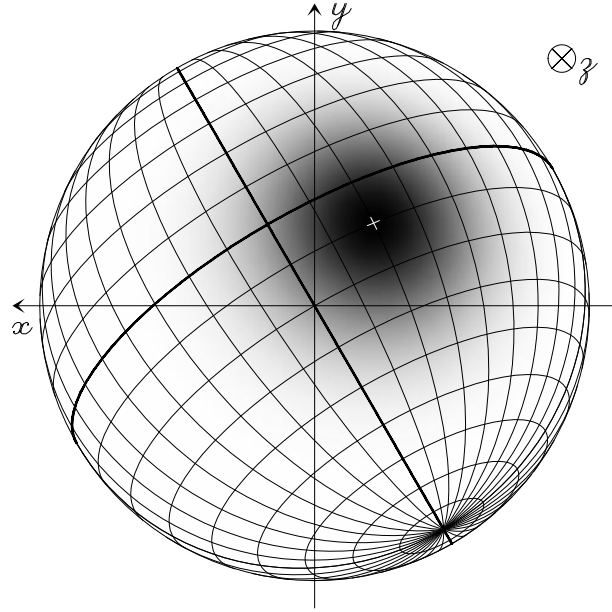


Figure 6.3 – Représentation de la distribution du CO à une distance quelconque r du noyau, pour $\theta_\omega = 70^\circ$, $ap_\omega = 210^\circ$. Le jet est localisé au niveau du parallèle de latitude 10° et du méridien de longitude -20° (croix blanche). La demi-ouverture Ψ de ce jet vaut 20° . La sphère représentée est de rayon r . Le blanc correspond à $Q(\theta, \phi) = Q_{co}(1 - f_{co})/4\pi$ et le noir à $Q(\theta, \phi) = Q_{co}(1 - f_{co} + \frac{2f_{co}}{\Psi^2})/4\pi$.

i – Cas d'une molécule mère

La densité locale de gaz à un point de coordonnées (r, θ, ϕ) est :

$$n(r, \theta, \phi) = \mathfrak{I}(f_{co}, \psi) \frac{Q_{co}}{4\pi r^2 v_{exp}} \exp\left(-\frac{(r - r_o)}{l_{co}}\right) \quad (6.1.11)$$

si l'on considère que CO est une molécule mère de longueur d'échelle de photodissociation l_{co} . Dans ce cas, la quantité Q_{co} est celle calculée par Biver *et al.* (1999) : $Q_{co} = 1.96 \cdot 10^{30} \text{ mol s}^{-1}$. Cette quantité a été estimée en supposant une distribution isotrope de molécule mère dans la coma. Nous avons donc utilisé cette valeur, en vérifiant que le flux modélisé était cohérent. Cependant, de nouvelles réductions des données on-off (cf. chapitre 8) montrent que le taux de production de CO est en fait plus proche de $1.7 \cdot 10^{30} \text{ mol s}^{-1}$.

ii – Cas d'une molécule fille

Dans le cas d'une molécule fille, la densité locale de CO devient :

$$n(r, \theta, \phi) = \mathfrak{I}(f_{m_{co}}, \Psi) \frac{Q_{m_{co}}}{4\pi r^2 v_{exp}} \frac{l_{co}}{l_{co} - l_{m_{co}}} \left(\exp\left(-\frac{(r - r_o)}{l_{m_{co}}}\right) - \exp\left(-\frac{(r - r_o)}{l_{co}}\right) \right) \quad (6.1.12)$$

où $l_{m_{co}}$ et $Q_{m_{co}}$ sont respectivement la longueur d'échelle de photodissociation et le taux de dégazage total de la molécule mère qui engendre CO. $f_{m_{co}}$ représente la fraction de molécule mère apportée par le jet. Un modèle de transfert de rayonnement nous permet de calculer, pour une longueur d'échelle $l_{m_{co}}$ donnée, le taux de production $Q_{m_{co}}$ de la molécule mère qui permet de reproduire l'aire de raie de CO observée en mode on-off.

iii – Combinaison des 2 types de production

Le modèle permet également de combiner une production de CO nucléaire ainsi qu'une source étendue. La densité locale n de CO à un point (r, θ, ϕ) de l'espace est donc hybride entre la densité locale de CO calculée pour une molécule mère (notée n_m ici) et celle pour une molécule fille (notée n_f). En définissant la quantité P_{ext} comme étant la proportion de CO produit par la source étendue, on a :

$$\begin{aligned} n(r, \theta, \phi) &= (1 - P_{ext})n_m(r, \theta, \phi) + P_{ext}n_f(r, \theta, \phi) \\ &= (1 - P_{ext})\mathfrak{J}(f_{co}, \Psi) \frac{Q_{co}}{4\pi r^2 v_{exp}} \exp\left(-\frac{(r - r_o)}{l_{co}}\right) + \dots \\ &\quad P_{ext}\mathfrak{J}(f_{m_{co}}, \Psi) \frac{Q_{m_{co}}}{4\pi r^2 v_{exp}} \frac{l_{co}}{l_{co} - l_{m_{co}}} \left(\exp\left(-\frac{(r - r_o)}{l_{m_{co}}}\right) - \exp\left(-\frac{(r - r_o)}{l_{co}}\right) \right) \end{aligned} \quad (6.1.13)$$

avec Q_{co} d'une part, et $Q_{m_{co}}$ et $l_{m_{co}}$ d'autre part calculés respectivement comme pour le cas d'une molécule mère et d'une molécule fille.

6.1.1.e Variations de la vitesse

i – Variations locales

La température étant un indicateur de l'agitation moléculaire, toutes les molécules de la coma n'ont en fait pas la même vitesse. La distribution de la vitesse du gaz suit la loi suivante :

$$d(v) = \frac{1}{\sigma_T \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(v - v_{exp})^2}{2\sigma_T^2}\right) \quad (6.1.14)$$

$$\text{avec } \sigma_T = \sqrt{\frac{kT}{m}} \quad (6.1.15)$$

où m est la masse de la molécule (CO ici), k la constante de Boltzmann et T la température cinétique de la coma. La valeur v_{exp} autour de laquelle la distribution est centrée est la vitesse calculée par Biver *et al.* (1999) : $v_{exp} = 1.05 \text{ kms}^{-1}$. Pour la description du modèle, v_{exp} est utilisé par souci de simplicité dans les formules, mais “la distribution centrée autour de v_{exp} ” est sous-entendue.

ii – Variations avec la distance au noyau

Certains modèles (Combi *et al.*, 1999) font état d'une variation de la vitesse du gaz à mesure que celui-ci s'éloigne du noyau. Notre modèle a la possibilité d'inclure une vitesse variant avec r selon une loi donnée. L'utilisation d'une vitesse d'expansion non constante implique une adaptation de la formule de la densité locale du modèle de Haser donnée par Hu *et al.* (1991) :

$$\text{les termes en } \exp\left(-\frac{(r - r_o)}{l_{co}}\right) \text{ deviennent } \exp\left[-\int_{r_o}^r \frac{\beta_{co} du}{v_{exp}(u)}\right] \quad (6.1.16)$$

où β_{co} est le taux de photodissociation de CO.

6.1.2 Ajout de la rotation

La vitesse du gaz étant supposée isotrope, toutes les molécules situées à une distance r du noyau ont été éjectées au même moment, à un temps $t = (r - r_o)/v_{exp}$ plus tôt. On peut donc considérer que, à un instant donné t_o , l'anisotropie de la distribution de CO à une distance r est celle qui était au niveau du noyau à $t_o - (r - r_o)/v_{exp}$, à une rotation près. C'est ce principe que l'on va exploiter pour introduire la rotation dans le modèle.

La comète tourne sur elle-même avec une période $P = 11.35$ h. La vitesse angulaire associée est donc $\frac{2\pi}{P}$. On définit alors la matrice de rotation $R(t)$ qui permet de trouver l'orientation du jet à l'instant $t_o + t$, connaissant celle à t_o :

$$\begin{pmatrix} \cos \theta_0 \sin \phi_0 \\ \sin \theta_0 \sin \phi_0 \\ \cos \phi_0 \end{pmatrix}_{t_o+t} = R(t) \cdot \begin{pmatrix} \cos \theta_0 \sin \phi_0 \\ \sin \theta_0 \sin \phi_0 \\ \cos \phi_0 \end{pmatrix}_{t_o} \quad (6.1.17)$$

$R(t)$ définit en fait la rotation d'un angle $\frac{2\pi t}{P}$ autour de l'axe de rotation \vec{z}_c de coordonnées :

$$\vec{z}_c = \begin{pmatrix} l \\ m \\ n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin ap_\omega \sin \theta_\omega \\ \cos ap_\omega \sin \theta_\omega \\ -\cos \theta_\omega \end{pmatrix} \quad (6.1.18)$$

dans le repère $(Oxyz)$. $R(t)$ s'écrit ainsi :

$$R(t) = \begin{bmatrix} l^2(1 - \cos \frac{2\pi t}{P}) + \cos \frac{2\pi t}{P} & ml(1 - \cos \frac{2\pi t}{P}) + n \sin \frac{2\pi t}{P} & nl(1 - \cos \frac{2\pi t}{P}) - m \sin \frac{2\pi t}{P} \\ ml(1 - \cos \frac{2\pi t}{P}) - n \sin \frac{2\pi t}{P} & m^2(1 - \cos \frac{2\pi t}{P}) + \cos \frac{2\pi t}{P} & nm(1 - \cos \frac{2\pi t}{P}) + l \sin \frac{2\pi t}{P} \\ nl(1 - \cos \frac{2\pi t}{P}) + m \sin \frac{2\pi t}{P} & nm(1 - \cos \frac{2\pi t}{P}) - l \sin \frac{2\pi t}{P} & n^2(1 - \cos \frac{2\pi t}{P}) + \cos \frac{2\pi t}{P} \end{bmatrix} \quad (6.1.19)$$

Puisque l'on remonte dans le temps à mesure que l'on s'éloigne du noyau, la distribution de CO à une distance r du noyau sera piquée autour de l'orientation

$$\begin{pmatrix} \cos \theta_0 \sin \phi_0 \\ \sin \theta_0 \sin \phi_0 \\ \cos \phi_0 \end{pmatrix}_r = R^{-1} \left(\frac{r - r_o}{v_{exp}} \right) \cdot \begin{pmatrix} \cos \theta_0 \sin \phi_0 \\ \sin \theta_0 \sin \phi_0 \\ \cos \phi_0 \end{pmatrix}_{r_o} \quad (6.1.20)$$

où R^{-1} , la matrice inverse de R , est également sa transposée.

La distribution de CO devient donc dépendante de r . Cependant, la vitesse d'expansion étant distribuée de façon isotrope, une couche infiniment fine de CO située à une distance r du noyau n'a pas d'interaction avec celle en $r + dr$. Chacune suit son expansion de manière indépendante, et la densité locale à l'intérieur de cette couche suit une loi en $\exp(-r/l)/r^2$, similaire à celle du modèle de Haser. La densité locale n à un point (r, θ, ϕ) correspond donc à la densité calculée avec une fonction de jet ainsi modifiée :

$$\mathfrak{J}(r, f_{co}, \Psi, \theta, \phi) = 1 - f_{co} + \frac{2f_{co}}{\Psi^2} \exp \left(-\frac{\widehat{d(r)}^2}{2\Psi^2} \right) \quad (6.1.21)$$

avec

$$\widehat{d(r)} = \arccos [\cos \phi \cos \phi_0(r) + \sin \phi \sin \phi_0(r) \cos(\theta - \theta_0(r))] \quad (6.1.22)$$

où $\theta_0(r)$ et $\phi_0(r)$ sont les coordonnées du maximum de la distribution de CO à une distance r du noyau, telles qu'elles sont calculées par la formule 6.1.20.

6.1.3 Récapitulatif : paramètres du modèle

Voici la liste des paramètres du modèle avec leur description. Pour les paramètres fixes la valeur utilisée ainsi que la provenance de cette dernière sont précisées.

6.1.3.a Paramètres fixes pour la modélisation des observations du CO le 11 mars

◇ distance héliocentrique r_h	0.989 AU	
◇ distance géocentrique Δ	1.368 AU	
◇ vitesse d'expansion du gaz v_{exp}	1.05 km s^{-1}	(Biver <i>et al.</i> , 1999)
◇ température cinétique T	90 K	(Biver <i>et al.</i> , 1999)
◇ taux de production total de CO Q_{co}	$1.96 \cdot 10^{30} \text{ s}^{-1}$	(Biver <i>et al.</i> , 1999)
◇ taux de photodestruction de CO β_{co}	$7.50 \cdot 10^{-7} r_h^{-2}$	(Huebner <i>et al.</i> , 1992)
◇ période de rotation du noyau P	11.35 h	(Jorda <i>et al.</i> , 1999)

6.1.3.b Paramètres libres

◇ fraction de CO délivrée par le jet dans la coma f_{co}
◇ latitude d'émission du jet ℓ
◇ longitude d'émission du jet L
◇ demi-ouverture du jet Ψ
◇ angle d'aspect de l'axe de rotation θ_ω
◇ angle de position de l'axe de rotation ap_ω
◇ proportion de CO produit par une source étendue P_{ext}
◇ taux de production de la molécule mère de CO (le cas échéant) $Q_{m_{co}}$
◇ taux de photodissociation de la molécule mère de CO $\beta_{m_{co}}$

6.2 Simulation des observations

La simulation a pour but de créer un spectre on-off et une table uv synthétiques pour chaque instantané de la coma. Pour cela, il faut :

1. calculer les densités locales du gaz, $\forall r, \theta, \phi$.

2. calculer la distribution de brillance par unité de surface sur le plan du ciel et par canal de vitesse. Les canaux reproduisent ceux du spectromètre du Plateau de Bure et chaque canal i correspond à une vitesse :

$$v_i = \left(\frac{N_c + 1}{2} - i \right) \Delta v, \quad (6.2.1)$$

où $\Delta v = 0.11 \text{ km s}^{-1}$ est la largeur d’un canal. La simulation prend en compte $N_c = 47$ canaux, le 24^{ème} étant centré sur la fréquence de la raie pour laquelle on veut effectuer la simulation. Ce canal est également centré sur la vitesse de la comète dans le repère $(Oxyz)$.

3. créer le spectre on-off synthétique.
4. créer la table uv synthétique.

Les étapes 1 et 2 sont décrites au §6.2.1, l’étape 3 au §6.2.2 et la 4 au §6.2.3.

6.2.1 Calcul des densités locales et de la distribution de brillance

Pour la simulation des observations, le plan du ciel est limité à un champ carré de côté Δx , centré sur la position du noyau de la comète, et divisé en $N_p \times N_p$ cellules suivant les axes \vec{x} et \vec{y} du repère $(Oxyz)$ défini précédemment.

Le choix des valeurs Δx et N_p est critique pour une bonne simulation des visibilités. En effet, pour un champ de vue de résolution δx et de largeur $\Delta x = N_p \delta x$, la résolution dans le plan de Fourier sera $\delta u = 1/\Delta x$, sur une largeur de $\Delta u = 1/\delta x$ (cf. chap. 16 de Dutrey (2000) et fig. 6.4). Voici les conditions que doivent remplir ces valeurs :

- ◇ N_p doit être une puissance de 2 pour pouvoir utiliser l’algorithme de Transformation de Fourier rapide (FFT) (§ 6.2.3).
- ◇ $\Delta x >$ champ de vue réel du télescope, soit $40''$ pour les observations du CO.
- ◇ $\Delta u > 150 \text{ m}$ (en unités de longueur d’onde) car il faut pouvoir simuler les visibilités de la plus grande ligne de base fournie par l’interféromètre du Plateau de Bure qui mesure 150 m .

Notons que les coordonnées dans l’espace de Fourier sont normalement des grandeurs sans dimension. On utilise cependant le mètre pour quantifier les longueurs dans ce plan, mais il s’agit en fait de nombre de longueurs d’onde.

Le strict respect de ces règles nous donne, pour les observations de la raie $J(2-1)$ de CO ($\lambda = 1.3 \text{ mm}$) :

$$\begin{cases} \Delta x > 40'' \\ \Delta u > 150 \text{ m} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \delta x > 1.8'' \\ \delta u > 6.7 \text{ m} \\ N < 32 \end{cases} \quad (6.2.2)$$

Cependant, les tests réalisés pour valider ces valeurs ont montré que ces règles n’étaient pas assez restrictives. Il a donc fallu améliorer les résolutions en x et u , tout en conservant une valeur de

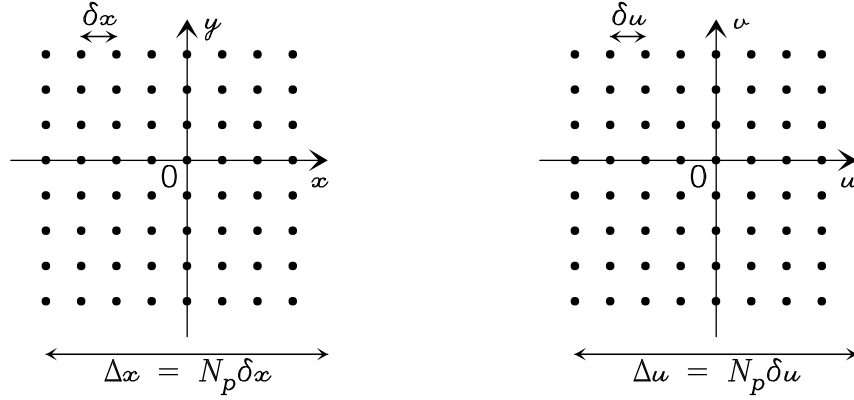


Figure 6.4 – La grille de gauche représente l'échantillonnage effectué dans l'espace réel et la grille de droite l'échantillonnage résultant dans l'espace de Fourier. La grille réelle est caractérisée par sa résolution δx et son extension $\Delta x = N_p \delta x$. La grille de Fourier possède alors une résolution $\delta u = 1/\Delta x$ et une extension $\Delta u = 1/\delta x$. D'après Anterrieu (2000).

N_p qui n'entraîne pas un coût en temps de calcul trop élevé ($N_p < 512$). C'est finalement la solution suivante qui a été retenue :

$$\begin{aligned}
 N_p &= 256 \\
 \Delta x &= 100'' \\
 \delta x &= 0.39'' \\
 \Delta u &= 686.45 \text{ m} \\
 \delta u &= 2.68 \text{ m}
 \end{aligned}
 \tag{6.2.3}$$

La grille ainsi définie, de $100''$ de longueur totale, et divisée en 256×256 cellules, est démultipliée en N_c canaux de vitesse. Une cellule est repérée le couple d'indices (j, k) , et est centrée sur le point de coordonnées :

$$\begin{cases} x_j = -\frac{\Delta x}{2} + (j-1)\delta x \\ y_k = -\frac{\Delta x}{2} + (k-1)\delta x \end{cases}
 \tag{6.2.4}$$

Le canal i de la cellule (j, k) est rempli de la manière suivante :

$$cell_i(j, k) = \int_{x_j - \frac{\delta x}{2}}^{x_j + \frac{\delta x}{2}} \int_{y_k - \frac{\delta y}{2}}^{y_k + \frac{\delta y}{2}} \int_{-D}^D n(x, y, z) p_u(x, y, z) d_i(x, y, z) g(x, y) dx dy dz
 \tag{6.2.5}$$

où

- ◇ p_u est la population relative du niveau supérieur, qui ne dépend en fait que de $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$.
- ◇ D est la distance d'intégration sur la ligne de visée. Théoriquement, $D = \infty$, mais il suffit en fait d'intégrer sur une distance au-delà de laquelle la densité de CO est négligeable. En pratique $D = 10 \times l_{co}$, si CO est une molécule mère, et $D = 10 \times (l_{m_{co}} + l_{co})$ si CO est une molécule fille.

- ◇ d_i est la fonction qui sélectionne le nombre de molécules de CO ayant la vitesse requise pour être détectée par le canal i du spectromètre. Pour une molécule située à un point de coordonnées $(x, y, z) \equiv (r, \theta, \phi)$, on a :

$$d_i(x, y, z) = \frac{1}{\sigma_T \sqrt{2\pi}} \int_{v_i - \frac{\Delta v}{2}}^{v_i + \frac{\Delta v}{2}} \exp\left(-\frac{(v' - v_{exp}(r) \cos \phi)^2}{2\sigma_T^2}\right) dv' \quad (6.2.6)$$

où σ_T est la dispersion thermique défini au §6.1.1.e.

- ◇ $g(x, y)$ est le gain directionnel de l'antenne, assimilé à une gaussienne dont la largeur à mi-hauteur est celle du lobe principal du gain directionnel réel.

En pratique, l'intégration se fait de la manière suivante. L'atmosphère de la comète est divisée en petites parcelles élémentaires de volume :

$$r^2 \sin \phi \, dr \, d\theta \, d\phi,$$

dont les dimensions sont très petites par rapport à δx . Chaque parcelle contribue à une seule cellule (j, k) de la grille de stockage. Pour chacune des parcelles élémentaires, on calcule le nombre de molécules de gaz situées sur le niveau supérieur de la transition :

$$N_u(r, \theta, \phi) = p_u(r) n(r, \theta, \phi) r^2 \sin \phi \, dr \, d\theta \, d\phi. \quad (6.2.7)$$

Cette quantité est ensuite pondérée par le gain de l'antenne, puis répartie dans les différents canaux i de la cellule (j, k) , selon la loi de dispersion d_i (équation 6.2.6).

La distribution de brillance convoluée par le lobe de l'antenne pour la zone du plan du ciel de coordonnées $(x_j \pm \delta x/2; y_k \pm \delta y/2)$, et pour un canal de vitesse i , est alors égale à :

$$B_i(j, k) = \frac{cell_i(j, k)}{\delta x \delta y} h\nu A_{ul} \frac{1}{4\pi \Delta^2} \quad (6.2.8)$$

où ν est la fréquence de la raie, A_{ul} le coefficient d'Einstein d'émission spontanée et Δ la distance géocentrique de la comète. La quantité $[cell_i(j, k)/\delta x \delta y]$ représente la densité de colonne pondérée par le lobe de l'antenne, pour la section de plan du ciel correspondant à la cellule (j, k) . Au final, chaque cellule de la grille contient le spectre de la distribution de brillance pour la zone du plan du ciel délimitée par cette cellule.

6.2.2 Simulation des observations on-off

Pour la simulation de chacun des $N_c = 47$ canaux du spectre on-off, il faut sommer les distributions de brillance locales sur tout le plan du ciel, c'est-à-dire sur toutes les cellules de la grille. Pour chaque canal i du spectre, le signal S_i est calculé ainsi :

$$S_i = \sum_{j=1}^{N_p} \sum_{k=1}^{N_p} B_i(j, k) \quad (6.2.9)$$

L'unité de ce spectre synthétique est le jansky. Notons que les spectres observés au Plateau de Bure ont été montrés avec une échelle en T_A , mais nous disposons des étalonnages nécessaires pour convertir ces derniers en Jy (cf. 4.6, page 53).

6.2.3 Simulation des observations interférométriques

Un algorithme de Transformée de Fourier rapide (FFT) est employé pour transformer chaque canal de la grille de données en visibilité régulièrement échantillonnées dans l'espace de Fourier. Un programme d'interpolation est ensuite utilisé pour calculer les visibilité aux points (u, v) où les mesures ont été effectuées. Puis, une table uv analogue à celle des observations est générée. En pratique, le programme duplique la table uv originale, ouvre ce duplicata, et y remplace les données d'observations par celles calculées par le modèle. Cette façon de procéder permet de comparer par la suite directement le modèle et les observations.

À ce stade du modèle, celui-ci nous fournit un instantané de la coma à un moment donné. Toutes les visibilité de la table uv simulée correspondent donc à un même état de la coma. Or, les visibilité de la table uv observée ont été échantillonnées tout au long la période d'observation, pendant laquelle l'atmosphère a évolué. Pour tenir compte de cette évolution, la meilleure solution consisterait à fabriquer autant d'instantanés de la coma que de scans dans la table uv (soit 258 pour les observations de CO), puis à calculer pour chacun des instantanés les 10 visibilité (une par ligne de base) qui ont été échantillonnées pendant le scan le jour des observations. Cette solution présente le défaut d'être très coûteuse en temps de calcul.

La solution finalement adoptée a été de limiter l'échantillonnage temporel du modèle. Douze tables uv sont calculées pour simuler une rotation complète de la comète. On réalise ensuite une table uv composite à partir de ces tables. Les visibilité correspondant aux points échantillonnés pendant la 1^{ère} heure d'observation sont extraites de la 1^{ère} table uv , celles de la 2^{ème} heure, extraites de la 2^{ème} table uv , et ainsi de suite jusqu'à ce que toutes les visibilité soient déterminées.

Étant donnée la couverture temporelle des observations, 8 tables uv suffiraient pour simuler l'ensemble des observations. L'avantage d'en produire 12 est que l'on peut fixer arbitrairement la table uv de départ, ce qui revient à fixer la longitude du jet. Ceci permet donc de fabriquer 12 tables composites correspondant à 12 localisations différentes du jet, ce qui revient en fait à un gain de temps de calcul non négligeable.

Des tables uv composites avec une résolution temporelle d'une demi-heure ont également été construites pour tester la validité de notre approche. Les petites différences constatées indiquent qu'une résolution temporelle de 1 heure est suffisante.

Par ailleurs, des tables uv régulièrement échantillonnées en (σ, α) dans le plan de Fourier sont également fabriquées. Ces tables nous permettent de mieux comprendre les informations que contiennent les visibilité, sans que l'information ne soit dégradée par une couverture uv limitée.

Pour la réalisation informatique de ce modèle, les seules routines extérieures utilisées sont les suivantes :

- ◊ GDF_IMAGE, qui écrit une image compréhensible par les logiciels GILDAS depuis un tableau Fortran,
- ◊ modelex et radiomole, développés par l'équipe, qui calculent pour une comète donnée l'état d'excitation de certaines molécules, et le flux reçu pour une antenne donnée,
- ◊ routines de calcul de *Numerical Recipes*.

Bibliographie

Anterrieu, E. (2000).

Advanced Imaging Methods : WIPE. Dans *Proceedings from IRAM Millimeter Interferometry Summer School 2*, pages 195–206. Institut de Radio Astronomie Millimétrique.

Biver, N., Bockelée-Morvan, D., Colom, P., Crovisier, J., Germain, B., Lellouch, E., Davies, J. K., Dent, W. R. F., Moreno, R., Paubert, G., Wink, J., Despois, D., Lis, D. C., Mehringer, D., Benford, D., Gardner, M., Phillips, T. G., Gunnarsson, M., Rickman, H., Winnberg, A., Bergman, P., Johansson, L. E. B., et Rauer, H. (1999).

Long-term Evolution of the Outgassing of Comet Hale-Bopp From Radio Observations. *Earth Moon & Planets*, **78** :5–11.

Combi, M. R., Kabin, K., DeZeeuw, D. L., Gombosi, T. I., et Powell, K. G. (1999).

Dust-Gas Interrelations in Comets : Observations and Theory. *Earth Moon & Planets*, **79** :275–306.

Dutrey, A. (2000).

IRAM Millimeter Interferometry Summer School 2. IRAM et Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble.

Haser, L. (1957).

Distribution d'intensité dans la tête d'une comète. *Bulletin de la Société Royale des Sciences de Liège*, **43** :740–750.

Hu, H., Larson, H. P., et Hsieh, K. C. (1991).

Theoretical description of spectral line profiles of parent molecules in cometary comae. *Icarus*, **91** :238–250.

Huebner, W. F., Keady, J. J., et Lyon, S. P. (1992).

Solar Photo Rates for Planetary Atmospheres and Atmospheric Pollutants - Photo Rate Coefficients and Excess Energies. *Astrophysics & Space Science*, **195** :1–294.

Jorda, L., Rembor, K., Lecacheux, J., Colom, P., Colas, F., Frappa, E., et Lara, L. M. (1999).

The Rotational Parameters of Hale-Bopp (C/1995 O1) from Observations of the Dust Jets at Pic du Midi Observatory. *Earth Moon & Planets*, **77** :167–180.

Lamy, Ph., Jorda, L., Toth, I., Groussin, O., A'Hearn, M. F., et Weaver, H. A. (1999).

Characterization of the nucleus of comet Hale-Bopp from HST and ISO observations. *Bull. Amer. Astron. Soc.*, **31** :1116.

Chapitre 7

Analyse des simulations

Les visibilités étant des quantités difficiles à appréhender, leur analyse se fera en commençant par un modèle simplifié au maximum : une coma dotée d’un jet rectiligne dans le plan du ciel (§7.1). La rotation de la coma est ajoutée par la suite. Pour chaque simulation, deux tables uv ont été fabriquées : une dont les visibilités sont échantillonnées aux points uv des observations et une régulièrement échantillonnée en σ (le rayon uv) et en \widehat{uv} (l’orientation de la ligne de base dans le plan de Fourier). Dans ce chapitre, la première sera appelée “table similaire” (car similaire à celle des observations) et la deuxième “table régulière” (car régulièrement échantillonnée). Pour cette dernière, les visibilités sont échantillonnées de $\sigma = 5$ m à 100 m par pas de 5 m, et de $\widehat{uv} = 0^\circ$ à 360° par pas de 2.8° . Ces deux tables seront utilisées indifféremment lors des analyses, selon le type de données à représenter. En général, les visibilités tracées en fonction de σ proviennent de la table uv similaire et celles tracées en fonction de \widehat{uv} proviennent de la table uv régulière. Au §7.2, nous étudierons l’influence des paramètres libres sur les simulations. En comparant successivement les observations de la transition CO $J(2-1)$ (à 230 GHz) et les simulations pour les courbes des décalages spectraux on-off, interférométriques et l’évolution temporelle des visibilités, nous avons pu déterminer les paramètres libres permettant une modélisation optimale des observations.

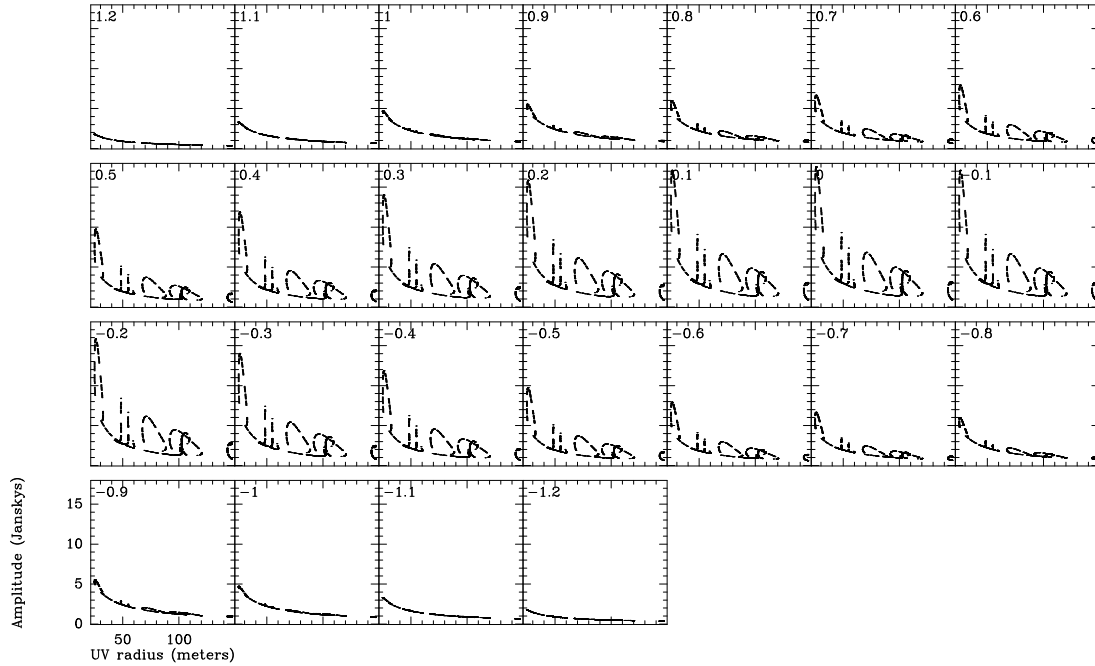


Figure 7.1 – Visibilités obtenues à 230 GHz pour un jet rectiligne de demi-ouverture 20° , orienté dans la direction ($\theta = 30^\circ; \phi = 90^\circ$). Chaque vignette correspond à un canal spectral, dont la vitesse est indiquée en haut à gauche, en km s^{-1} . L'amplitude des visibilités simulées est représentée en fonction du rayon uv pour chacun des 25 canaux de vitesse. Certaines lignes de base pouvant avoir des rayons uv identiques (mais avec des phases différentes), l'amplitude des visibilités peut être multivaluée à certains endroits.

7.1 Visibilités obtenues pour un jet dans le plan du ciel

7.1.1 Jet rectiligne

La figure 7.1 montre les visibilités obtenues pour une coma dotée d'un jet rectiligne gaussien de demi-ouverture $\Psi = 20^\circ$, dans la direction ($\theta = 30^\circ; \phi = 90^\circ$) dans le repère ($Oxyz$) défini au §6.1.1.b (cf. fig. 6.1 p. 95). Le jet est alors centré sur le plan du ciel, à 30° de l'axe des ascensions droites. Cette figure trace, pour chacun des 25 canaux de vitesse, l'évolution de l'amplitude des visibilités en fonction de σ , le rayon uv . On y retrouve l'évolution en $1/\sigma$, à laquelle se superposent des modulations similaires à celles constatées sur les observations (cf. fig. 5.16, p. 82). Ces modulations interviennent de manière symétrique de part et d'autre du canal central, et proviennent donc des molécules dans le jet. Une simulation avec un jet d'angle d'ouverture plus petit (resp. plus grand) a pour conséquence de diminuer (resp. d'augmenter) le nombre de canaux présentant des modulations. Par ailleurs, une simulation avec $\phi > 90^\circ$ (resp. $\phi < 90^\circ$), entraîne un déplacement du maximum des modulations vers les vitesses négatives (resp. positives). Dans cette même figure, on peut aussi noter que, pour une ligne de base donnée, les visibilités présentent un profil identique pour tous les canaux. Seules les amplitudes de ces modulations changent, et le maximum est atteint au canal central. Toutes les simulations montrent que le maximum des modulations correspond à la direction du jet. Ceci nous permet de confirmer ce que l'on avait supposé au chapitre précédent : les modulations observées autour du profil en $1/\sigma$ sont en effet dues à la présence d'un jet dans l'atmosphère de la comète.

Traçons maintenant l'évolution de ces mêmes visibilités en fonction de l'orientation \widehat{uv} de la ligne de base (fig. 7.2 gauche). Pour cette représentation, c'est la table uv régulièrement

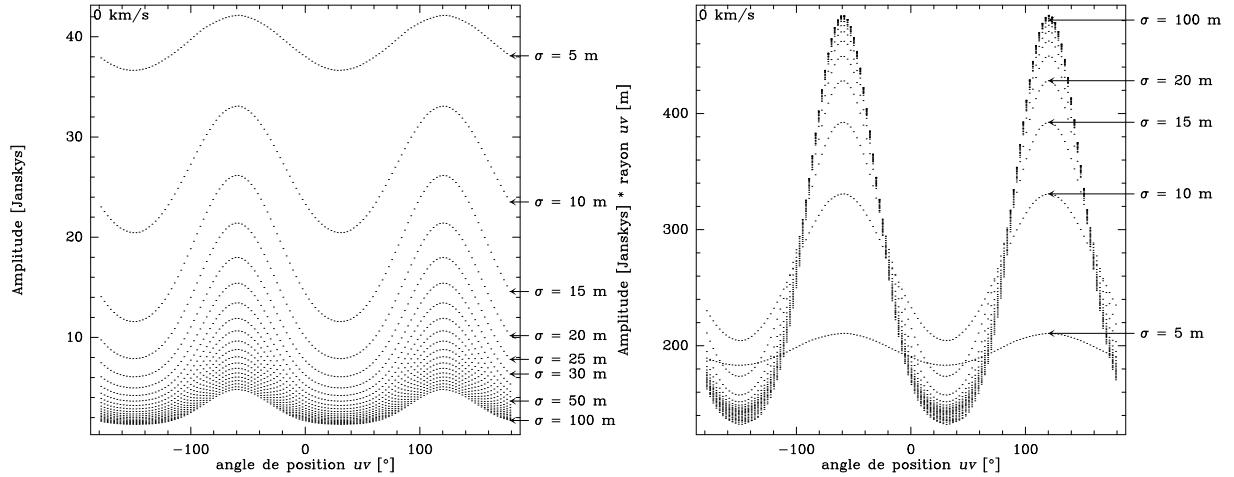


Figure 7.2 – Gauche : Visibilités obtenues à 230 GHz pour un jet rectiligne orienté dans la direction ($\theta = 30^\circ$; $\phi = 90^\circ$). Les visibilités sont représentées en fonction de l'orientation \widehat{uv} des lignes de base pour le canal central. **Droite :** Évolution du produit des visibilités par leur rayon uv correspondant.

échantillonnée qui est utilisée. On remarque immédiatement que, quelle que soit la longueur du rayon uv , les modulations ont des distributions piquées sur deux angles séparés de 180° . Une telle distribution découle de la symétrie centrale des visibilités dans le plan. Par la suite, on ramènera toujours les angle \widehat{uv} à des valeurs comprises entre 0° et 180° . La partie droite de la figure 7.2 montre le produit σV de ces mêmes visibilités par le rayon uv auquel elles ont été échantillonnées. Il s'avère que, pour $\sigma > 20 \text{ m}$, le produit σV dépend peu de σ . En effet, plus la ligne de base est longue, plus le lobe synthétique correspondant est petit et plus le jet est résolu. Examinons en détail le produit σV en fonction de \widehat{uv} pour une table uv similaire à celle des observations (figure 7.3). La courbe obtenue est en fait une gaussienne dont la déviation standard est proportionnelle à l'ouverture Ψ du jet. La gaussienne qui s'ajuste le mieux aux visibilités possède une déviation standard de $28.27^\circ \pm 0.03^\circ$ et est centrée sur $\widehat{uv}_0 = 120^\circ \pm 1.6^\circ$. Cette déviation standard correspond à celle de la gaussienne représentant la distribution angulaire des molécules dans le jet, c'est-à-dire $\Psi\sqrt{2}$. Des simulations avec différents Ψ montrent que la déviation standard de la gaussienne est toujours égale à cette valeur. Par ailleurs, des simulations avec différents θ (l'angle que fait la direction principale du jet avec l'axe \vec{x} sur le plan du ciel) montrent que l'angle \widehat{uv}_0 et θ sont liés ainsi : $\widehat{uv}_0 = 90^\circ + \theta \text{ modulo } 180^\circ$. Ceci s'explique par les propriétés intrinsèques d'une transformée de Fourier : une rotation dans le plan image produit une rotation identique dans le plan de Fourier. Le *modulo* 180° s'explique par la propriété de symétrie centrale de la distribution des visibilités dans le plan de Fourier. Le décalage de 90° entre \widehat{uv}_0 et θ est à rapprocher du résultat de l'expérience de diffraction d'une onde monochromatique par deux fentes infiniment fines (fentes d'Young) : la figure d'interférence obtenue est perpendiculaire à la direction des fentes.

7.1.2 Jet en rotation

Nous étudierons ici la table uv simulée pour un jet en rotation dans le plan du ciel, et dont les caractéristiques sont les mêmes que dans la section précédente : une demi-ouverture de 20° , et une direction initiale ($\theta = 30^\circ$; $\phi = 90^\circ$). La figure 7.4 (gauche) présente les visibilités issues de la table régulière. On retrouve l'évolution générale observée pour un jet rectiligne. Cependant,

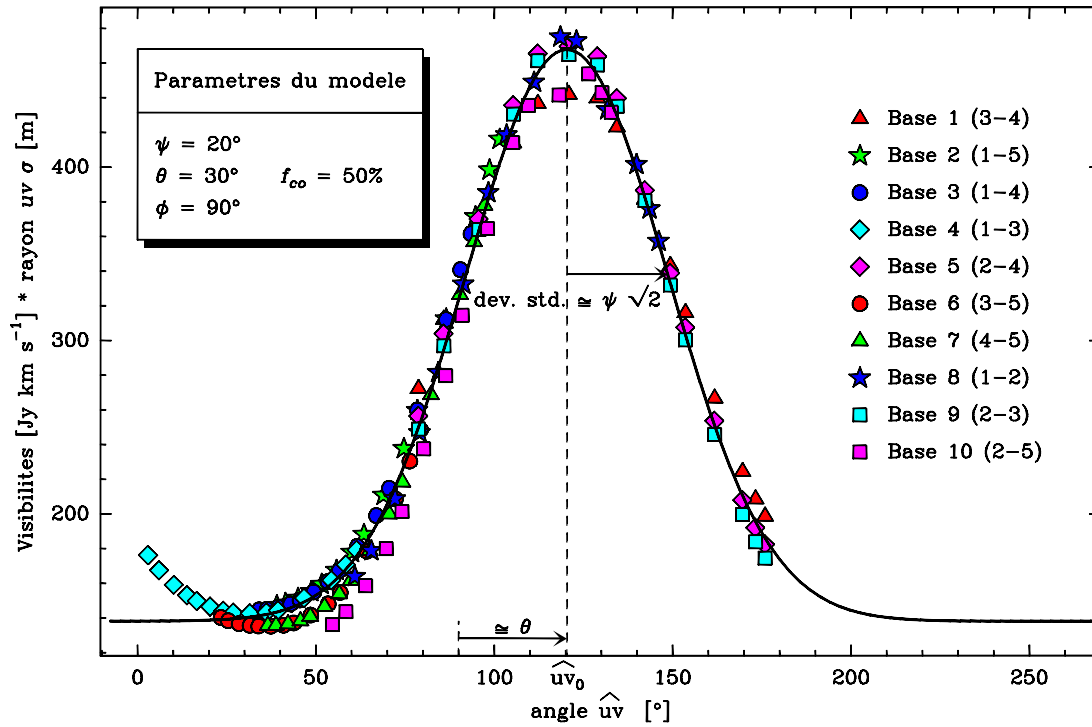


Figure 7.3 – Détail par ligne de base du canal central (vitesse nulle) de la figure 7.2. La gaussienne superposée est le meilleur ajustement trouvé. Elle est centrée sur $\widehat{uv}_0 = 120^\circ \pm 1.6^\circ = 90^\circ + \theta$ et sa largeur à mi-hauteur vaut $28.27^\circ \pm 0.03^\circ = \Psi\sqrt{2}$.

pour des rayons uv différents, les gaussiennes ne sont pas en phase. En effet, les lignes de base ne sont pas sensibles aux mêmes régions du plan du ciel. Etant donnée la structure spirale du jet, elles échantillonnent donc chacune un arc de jet différent.

Pour chaque ligne de base de longueur σ , on peut calculer l'angle \widehat{uv}_σ pour lequel la visibilité est maximale. L'évolution de cet angle avec σ est représentée en figure 7.4 (droite). On constate que lorsque σ augmente, l'angle \widehat{uv}_σ décroît vers l'angle \widehat{uv}_0 correspondant à l'orientation initiale du jet. La différence $\widehat{uv}_\sigma - \widehat{uv}_0$ caractérise de combien la comète a tourné entre le moment où le jet a été émis et celui où la ligne de base de longueur σ l'a détecté. De plus, si l'on trace l'évolution des angles \widehat{uv}_σ avec $1/\sigma$, en coordonnées polaires (cf. fig. 7.5, gauche), on retrouve la spirale, tournée de 90° , que l'on peut voir dans la carte des densités de colonne, représentée dans la partie droite de cette figure.

L'analyse de ces deux cas simples nous permet de mieux appréhender le comportement des visibilités en présence d'un jet. Nous avons de plus la confirmation de deux hypothèses formulées au chapitre précédent :

- ◇ les modulations des visibilités autour du profil en $1/\sigma$ sont dues à la présence d'un jet dans la coma de CO.
- ◇ plus une ligne de base est courte, et plus elle est sensible à des régions externes de la coma.

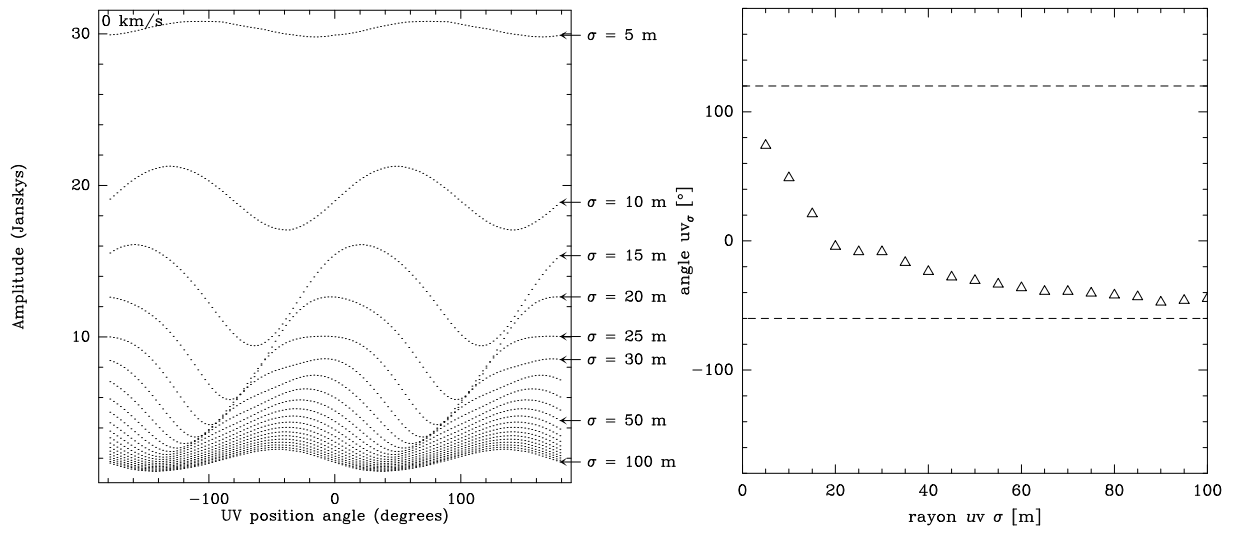


Figure 7.4 – Gauche : Visibilités à 230 GHz pour un jet en rotation de caractéristiques $\Psi = 20^\circ$, d'orientation initiale ($\theta = 30^\circ$; $\phi = 90^\circ$). L'axe de rotation est la ligne de visée et la période de rotation est de 11.35 h. **Droite :** Évolution des angles \widehat{uv}_σ en fonction du rayon $uv \sigma$. Les lignes en pointillés représentent les angles sur lesquels sont centrées les visibilités pour un jet rectiligne ayant les mêmes caractéristiques initiales.

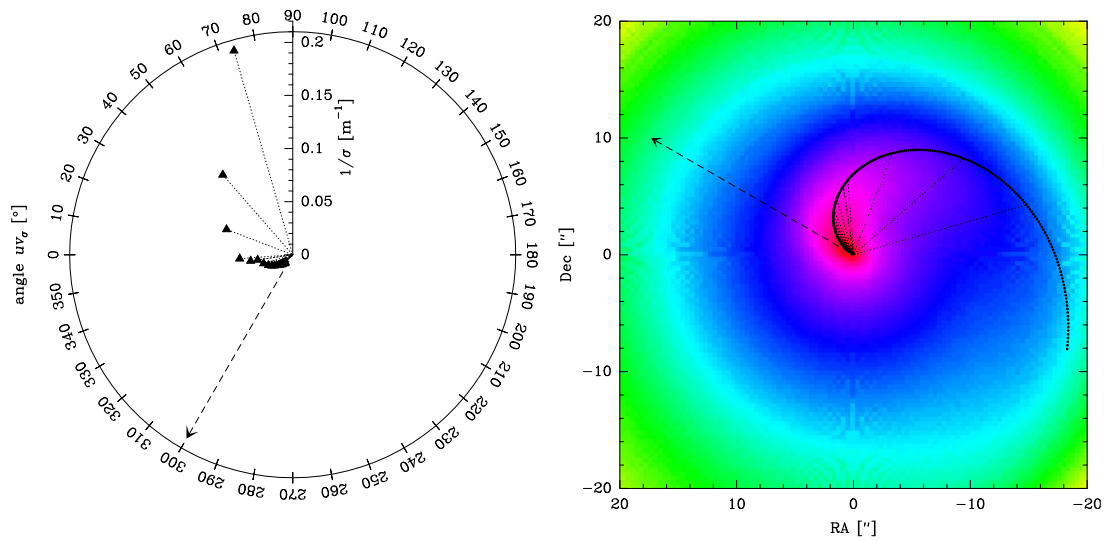


Figure 7.5 – Gauche : Évolution en coordonnées polaires des angles \widehat{uv}_σ avec $1/\sigma$. Chaque segment est long de $1/\sigma$ et est orienté selon \widehat{uv}_σ . La flèche indique la direction initiale du jet, calculée grâce aux visibilités de la table uv pour un jet rectiligne. **Droite :** Carte des densités de colonne associées au jet spiral. On y a superposé la direction principale du jet.

paramètre	symbole	valeurs testées
fraction de CO délivrée par le jet dans la coma	f_{co}	10% à 80%
latitude équivalente d'émission du jet	ℓ	0° à 90° Nord
longitude équivalente d'émission du jet	L	0° à 360°
ouverture du jet	Ψ	1° à 90°
angle d'aspect de l'axe de rotation	θ_ω	60° à 90°
angle de position de l'axe de rotation	ap_ω	200° à 230°

Tableau 7.1 – Tableau des zones de valeurs dans lesquelles les paramètres libres ont été testés.

7.2 Étude de l'influence des paramètres libres sur l'évolution temporelle des décalages spectraux on-off

Notre but étant de déterminer les paramètres du modèle qui produisent des résultats les plus proches des observations, nous nous sommes limités à tester les paramètres dans les gammes qui nous semblaient les plus plausibles, d'après les études préliminaires faites au chapitre précédent. Le tableau 7.1 donne, pour chaque paramètre, la zone de valeurs dans laquelle il a été testé. Cette limitation est particulièrement restrictive pour les paramètres qui caractérisent l'axe de rotation de la comète : ap_ω et θ_ω . En effet, l'analyse du déplacement du centre de brillance des cartes interférométriques, faite au chapitre 5, a montré que la position de l'axe de rotation de la comète, déterminée par les observations visibles, était cohérente avec nos observations. Dans un premier temps, les tests ne porteront que sur une distribution radiale de molécule mère.

Comme il a été vu au chapitre 5, la courbe des décalages spectraux on-off est très bien ajustée par une sinusoïde de période $P = 11.35$ h, d'amplitude $\mathcal{A} = 0.29$ km s⁻¹, avec une heure d'annulation ascendante $t_0 = 11.8$ h TU le 11 mars, et centrée sur $v_0 = -0.05$ km s⁻¹. Ce sont donc ces paramètres que nous allons essayer d'approcher au mieux par le modèle. Chaque simulation produit N spectres on-off, pour lesquels on peut calculer le décalage spectral correspondant. On obtient donc, pour une période complète, l'évolution temporelle des décalages spectraux on-off. La figure 7.6 présente, pour deux simulations différentes, les spectres synthétisés et l'évolution des décalages spectraux associés. Ceux-ci suivent également une sinusoïde. La période étant fixée par le modèle, c'est l'influence des paramètres libres sur t_0 , \mathcal{A} et v_0 qui va être discutée ici.

7.2.1 Influence sur l'heure d'annulation ascendante t_0

Pour construire la courbe des décalages spectraux on-off, nous disposons de N points, chacun correspondant à un jet spiral dont l'origine est à une longitude donnée. Les N longitudes sont réparties régulièrement de 0° à 360°, le long du parallèle de latitude ℓ . Rappelons que la longitude 0° correspond au point subterrestre (cf. §6.1.1.b et fig. 6.2). On peut donc construire N courbes différentes selon la longitude initiale choisie. Or, la seule différence qui existe entre deux instantanés de coma réalisés à partir de deux longitudes différentes L_1 et L_2 est une rotation d'angle $(L_1 - L_2)$. Il y a donc équivalence entre le modèle de longitude L_1 à un instant t et

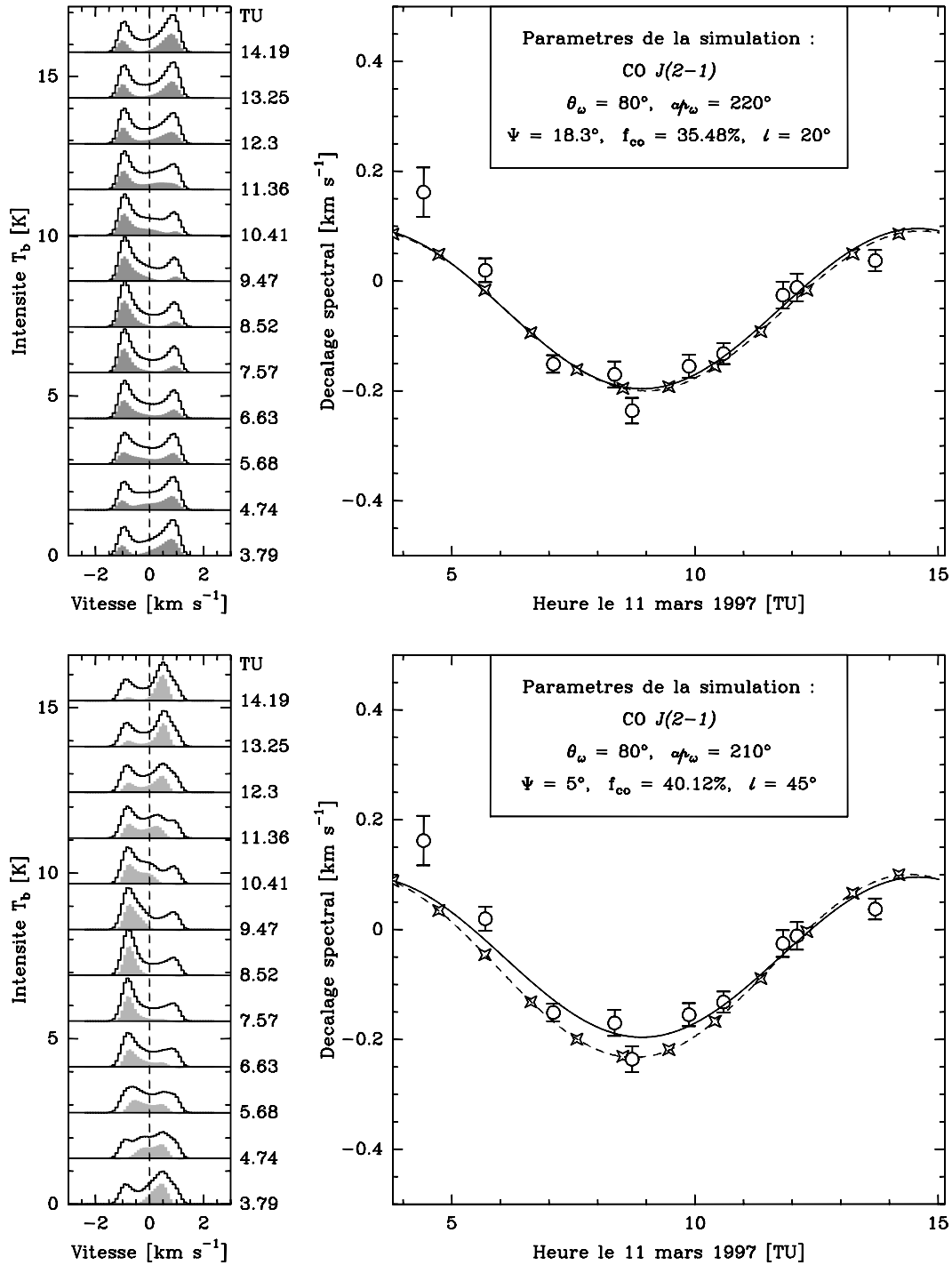


Figure 7.6 – Évolution temporelle des spectres on-off à 230 GHz, synthétisés pour deux simulations différentes. La partie gauche des figures trace les décalages spectraux calculés d'après ces spectres (les parties grisées correspondent au signal provenant du jet). Les observations (resp. les simulations) sont représentées par les ronds (resp. les étoiles) et leur ajustement à une sinusoïde est la courbe en trait plein (resp. en pointillés).

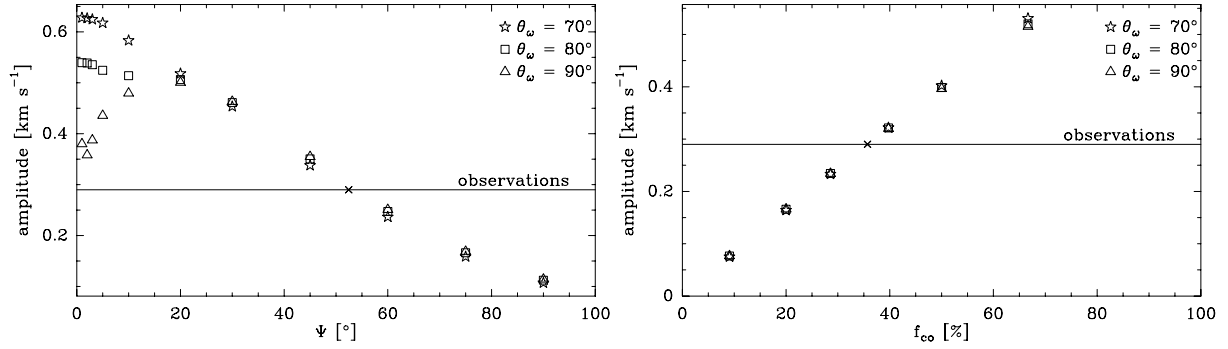


Figure 7.7 – Gauche : Évolution de l'amplitude \mathcal{A} de la courbe des décalages spectraux on-off avec θ_ω et Ψ , pour $f_{\text{CO}} = 66\%$, et $\ell = 0^\circ$. **Droite :** Évolution de l'amplitude \mathcal{A} de la courbe des décalages spectraux on-off avec θ_ω et f_{CO} , pour $\Psi = 20^\circ$, et $\ell = 0^\circ$. Pour les deux figures, la croix indique la valeur de Ψ nécessaire pour obtenir l'amplitude des observations.

celui de longitude L_2 à l'instant $t + P * (L_1 - L_2)/2\pi$. Ainsi, le choix de la longitude a pour unique conséquence de décaler la courbe des décalages spectraux on-off le long de l'axe du temps, et donc de faire varier son heure d'annulation ascendante t_0 . Par ailleurs, pour une longitude initiale fixée, quel que soit le jeu de paramètres $(f_{\text{CO}}, \ell, \Psi, \theta_\omega, ap_\omega)$ utilisé, l'heure d'annulation ascendante est constante. t_0 n'est donc influencé que par la longitude initiale du jet.

Ainsi, pour une simulation caractérisée par un jeu de paramètres donné, on sélectionne la longitude initiale L qui produit la courbe des décalages spectraux on-off dont le t_0 se rapproche le plus de celui calculé pour les observations. Pour les simulations à $N = 12$ instantanés, c'est un jet dont la longitude initiale vaut 300° à 3 h 47 UT qui donne le meilleur t_0 .

7.2.2 Influence sur l'amplitude \mathcal{A}

La figure 7.7 (gauche) présente l'évolution de \mathcal{A} en fonction de l'ouverture du jet Ψ , pour différents angles d'aspect θ_ω , les autres paramètres restant constants : $ap_\omega = 210^\circ$, $f_{\text{CO}} = 66\%$, $\ell = 0^\circ$. On observe que l'amplitude augmente lorsque l'ouverture du jet diminue. On peut expliquer ce comportement en interprétant l'amplitude du décalage spectral comme un indicateur du contraste entre les molécules localisées dans le jet et celles en dehors. En effet, pour une quantité f_{CO} de CO apportée par le jet dans la coma, plus celui-ci est fin, plus il va contribuer au signal dans un petit nombre de canaux de vitesse, ce qui va entraîner une augmentation de l'amplitude du décalage spectral et du contraste. Lorsque le jet s'élargit, le même flux de CO se répartit dans un plus grand nombre de canaux de vitesse et l'amplitude du décalage spectral diminue en même temps que le contraste. Ce contraste est à mettre en relation avec le paramètre α introduit au §5.1.5, page 68.

La figure 7.7 (droite) présente l'évolution de \mathcal{A} en fonction de la fraction de CO apportée par le jet dans la coma, pour différents angles d'aspect θ_ω ; les autres paramètres (ap_ω, Ψ, ℓ) restant constants. Cette figure montre que l'amplitude de la courbe des décalages spectraux on-off croît avec f_{CO} . Selon le même principe que précédemment, ce phénomène s'explique ainsi : pour une ouverture de jet donnée, ce dernier va contribuer au signal dans un nombre fixe de canaux de

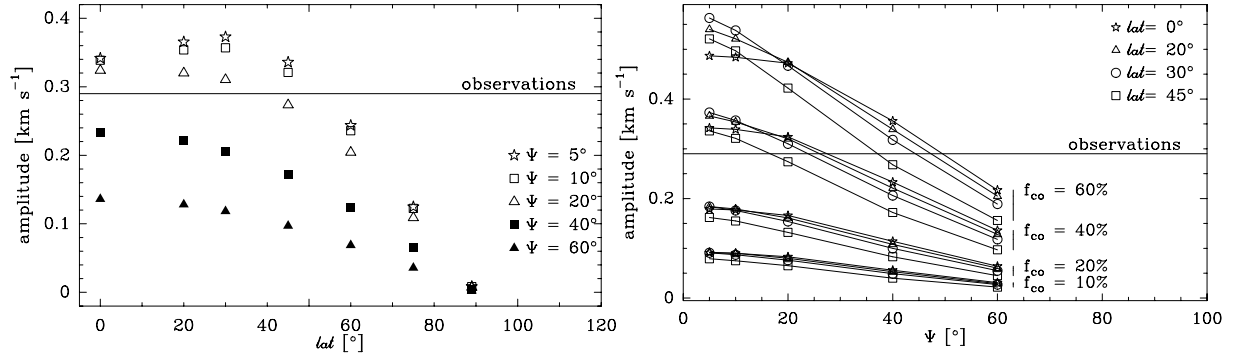


Figure 7.8 – Gauche : Variations de l'amplitude \mathcal{A} en fonction de la latitude ℓ du jet, pour différentes ouvertures Ψ et $f_{co} = 40\%$. **Droite :** Variations de l'amplitude \mathcal{A} en fonction de la latitude du jet ℓ , pour différents couples (f_{co}, Ψ) . Pour les deux figures l'axe de rotation a pour caractéristiques : $\theta_\omega = 80^\circ$ et $ap_\omega = 210^\circ$.

vitesse. Donc plus f_{co} est grand, plus le flux de CO reçu par ces mêmes canaux de vitesse est important, d'où une augmentation de l'amplitude des décalages spectraux.

Par ailleurs, les figures 7.7 (droite et gauche) nous permettent de déterminer l'influence de l'angle d'aspect θ_ω sur l'amplitude \mathcal{A} . θ_ω , n'a en fait que peu d'influence sur \mathcal{A} dans la gamme de valeurs testées (de 70° à 90°). Une différence importante intervient cependant pour une ouverture de jet strictement inférieure à 20° . Nous ne sommes pas arrivée à déterminer l'origine de ce phénomène, qui pourrait être un artefact dû à un problème de calcul numérique (sous-échantillonnage du centre de la grille, par exemple). D'autre part, et ceci s'explique bien, la variation de ap_ω n'a aucune influence sur l'amplitude de la courbe des décalages spectraux on-off. En effet, cette courbe reflète les inhomogénéités de la distribution du CO dans la coma selon la ligne de visée. Or, faire varier ap_ω revient à effectuer une rotation de la coma dans le plan du ciel, il est donc logique que cela n'ait aucun impact sur les décalages spectraux on-off.

La figure 7.8 (gauche) montre les variations de l'amplitude en fonction de la latitude ℓ pour différentes ouvertures et pour $f_{co} = 40\%$. Sur cette figure, on remarque que plus la latitude est élevée, plus l'amplitude diminue. Ceci s'explique par la géométrie de la comète au moment des observations. En effet, l'axe de rotation étant proche du plan du ciel ($\theta_\omega = 80^\circ$ pour cette figure), quand la latitude augmente, le jet se rapproche également du plan du ciel. Le signal dû au jet ne contribue alors plus que dans les canaux de vitesse les plus centraux, entraînant alors une diminution du décalage spectral, et donc de \mathcal{A} . On retrouve également dans cette figure la diminution non expliquée de l'amplitude pour des jets à faible ouverture (symboles \star et \square pour $\ell < 40^\circ$). Notons que pour des raisons de géométrie, les latitudes négatives produisent des amplitudes quasiment égales à celles des latitudes positives pour les différentes valeurs de θ_ω testées. La très petite différence provient d'un effet de projection de la latitude sur le plan du ciel, qui introduit un facteur $\sin \theta_\omega \cos \ell$.

La figure 7.8 (droite) synthétise l'influence des paramètres précédemment discutée en nous montrant l'évolution de l'amplitude pour différents triplets (f_{co}, Ψ, ℓ) . On y remarque que l'amplitude est beaucoup moins influencée par la latitude que par f_{co} ou Ψ , dans la gamme des valeurs testées. Finalement, au premier ordre, il n'y a compétition qu'entre f_{co} , la fraction de CO délivrée par le jet, et Ψ , l'ouverture du jet. Au second ordre, la latitude vient moduler ces effets. De plus, aucun jet apportant moins de 20% du CO dans la coma ne saurait reproduire

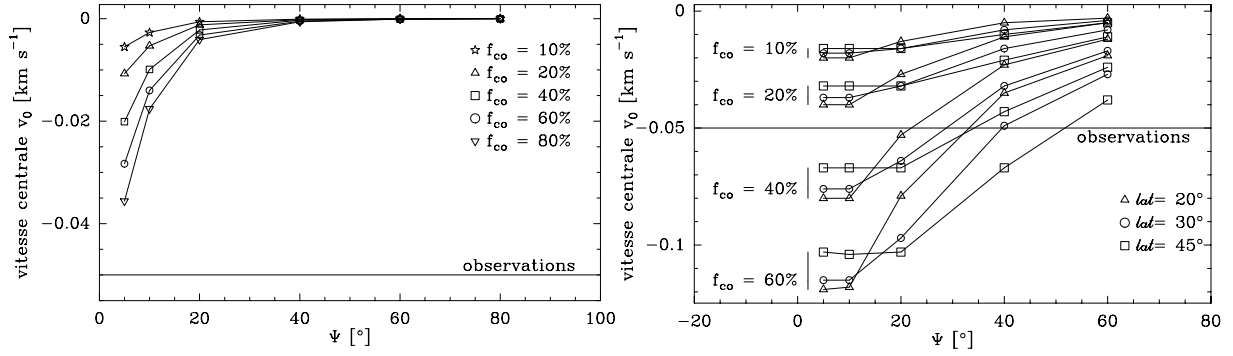


Figure 7.9 – Gauche : Évolution de la vitesse centrale v_0 en fonction de l'ouverture Ψ du jet. Les autres paramètres fixés pour ces simulations sont $\ell = 0^\circ$, $\theta_\omega = 80^\circ$, $ap_\omega = 210^\circ$. **Droite :** Idem, mais pour les latitudes 20° , 30° et 45° .

l'amplitude de la courbe. Par ailleurs, la position de l'axe de rotation n'ayant quasiment pas d'effet dans la gamme envisagée ($\theta_\omega = 80 \pm 10^\circ$, $ap_\omega = 210 \pm 10^\circ$), il a été décidé de réduire les tests à $\theta_\omega = 80^\circ$ et $ap_\omega = 210^\circ$ uniquement.

7.2.3 Influence sur la vitesse centrale v_0

La latitude ℓ d'émission du jet est déterminante pour la valeur de la vitesse centrale. En effet, c'est elle qui détermine le signe de v_0 . Ainsi, $\ell > 0$ (hémisphère nord) entraîne $v_0 < 0$, $\ell < 0$ entraîne $v_0 > 0$, et $\ell = 0$ entraîne $v_0 = 0$. Ce phénomène s'explique par le fait que l'angle d'aspect de l'axe de rotation θ_ω est $< 90^\circ$. En effet, dans ce cas, le pôle Nord est orienté vers la Terre. Un jet émis dans l'hémisphère nord est ainsi plus souvent, lors de sa rotation, orienté vers la Terre, contribuant davantage aux canaux de vitesse négative. Donc la vitesse centrale (qui est en fait la vitesse moyenne sur une période de rotation) est négative. Par opposition, si $\theta_\omega > 90^\circ$, ce phénomène est inversé. Lorsque $\theta_\omega = 90^\circ$, quelle que soit la latitude du jet, ce dernier se trouve autant du côté orienté vers la Terre que de l'autre côté. La vitesse centrale est donc nulle. Par ailleurs, l'angle de position ap_ω de l'axe de rotation n'a aucune influence sur v_0 , pour les mêmes raisons que pour l'amplitude : ap_ω n'influe que sur la distribution de brillance dans le plan du ciel.

Les figures 7.9 (droite et gauche) montrent le comportement de v_0 en fonction de Ψ et f_{co} pour différentes latitudes. On notera que l'on retrouve le même comportement étrange pour $\Psi < 20^\circ$. De façon similaire à l'amplitude \mathcal{A} , tout ce qui fait augmenter le contraste du jet fait augmenter en valeur absolue la vitesse centrale. C'est-à-dire que $|v_0|$ augmente quand Ψ diminue ou f_{co} augmente.

En résumé, la latitude ℓ et l'angle d'aspect θ_ω déterminent le signe de la vitesse centrale. En particulier, $\ell = 0^\circ$ ou $\theta_\omega = 90^\circ$ sont incapables de simuler une courbe on-off avec une vitesse centrale non nulle. La valeur absolue de v_0 est, elle, principalement déterminée par le contraste entre les régions internes et externes du jet. C'est-à-dire que $|v_0|$ augmente quand Ψ diminue ou quand f_{co} augmente. Dans une moindre mesure, ℓ et θ_ω font aussi augmenter $|v_0|$ lorsque θ_ω s'éloigne de 90° et lorsque ℓ se rapproche de l'axe de rotation.

latitude [°]	a_1	err(a_1)	a_2	err(a_2)	a_3	err(a_3)
Couples (f_{co}, Ψ) reproduisant $\mathcal{A} = 0.29 \text{ km s}^{-1}$						
0	0.0130	$0.190 \cdot 10^{-4}$	-0.1172	$0.147 \cdot 10^{-2}$	33.2805	$0.261 \cdot 10^{-1}$
10	0.0130	$0.174 \cdot 10^{-4}$	-0.0929	$0.132 \cdot 10^{-2}$	32.8701	$0.231 \cdot 10^{-1}$
20	0.0135	$0.953 \cdot 10^{-5}$	-0.0162	$0.678 \cdot 10^{-3}$	31.2370	$0.111 \cdot 10^{-1}$
30	0.0117	$0.996 \cdot 10^{-5}$	0.1495	$0.661 \cdot 10^{-3}$	29.9928	$0.992 \cdot 10^{-2}$
45	0.0202	$0.269 \cdot 10^{-4}$	-0.0317	$0.143 \cdot 10^{-2}$	34.5838	$0.165 \cdot 10^{-1}$
Couples (f_{co}, Ψ) reproduisant $v_0 = -0.05 \text{ km s}^{-1}$						
0	N.A.					
10	0.1298	$0.265 \cdot 10^{-4}$	-0.2872	$0.614 \cdot 10^{-3}$	18.5841	$0.277 \cdot 10^{-2}$
20	0.0655	$0.156 \cdot 10^{-4}$	-0.6873	$0.673 \cdot 10^{-3}$	26.0963	$0.721 \cdot 10^{-2}$
30	0.0326	$0.788 \cdot 10^{-5}$	-0.4913	$0.472 \cdot 10^{-3}$	28.3303	$0.703 \cdot 10^{-2}$
45	0.0169	$0.736 \cdot 10^{-5}$	-0.3152	$0.603 \cdot 10^{-3}$	31.4628	$0.119 \cdot 10^{-1}$

Tableau 7.2 – Paramètres des équations, et leur erreur, reliant f_{co} et Ψ pour une latitude donnée. Les équations sont du type $f_{co}(\Psi) = a_1\Psi^2 + a_2\Psi + a_3$, et ont été obtenues par la méthode de Levenberg-Marquardt.

7.2.4 Interprétation

Nous avons donc testé un grand nombre de jeux de paramètres libres ($f_{co}, \Psi, \ell, \theta_\omega, ap_\omega$). Concernant les paramètres de l'axe de rotation, rappelons que ap_ω n'influe pas sur la courbe des décalages spectraux on-off et que θ_ω a été fixé à 80° . Sur la figure 7.8 (droite), on peut voir que la droite correspondant à $\mathcal{A} = 0.29 \text{ km s}^{-1}$ coupe les courbes $\mathcal{A}(\Psi)$, définissant alors plusieurs jeux de paramètres (f_{co}, Ψ, ℓ) qui produisent tous une courbe d'évolution des décalages spectraux dont l'amplitude vaut $\mathcal{A} = 0.29 \text{ km s}^{-1}$. De même sur la figure refevolvo-fco-psi-lat (droite), la droite $v_0 = -0.05 \text{ km s}^{-1}$ coupe les courbes $v_0(\Psi)$ définissant les jeux de paramètres (f_{co}, Ψ, ℓ) qui produisent tous une courbe d'évolution des décalages spectraux dont la vitesse centrale est égale à celle des observations. Ainsi, pour une latitude donnée :

1. pour chaque simulation à f_{co} constant, on peut calculer l'ouverture Ψ nécessaire pour obtenir $\mathcal{A} = 0.29 \text{ km s}^{-1}$, et l'ouverture Ψ' nécessaire pour obtenir $v_0 = -0.05 \text{ km s}^{-1}$.
2. pour chaque simulation à Ψ constant, on peut calculer les fractions de CO f_{co} et f'_{co} nécessaires pour obtenir les quantités \mathcal{A} et v_0 calculées pour les observations.

Si l'on reporte les couples (f_{co}, Ψ) et (f'_{co}, Ψ') ainsi obtenus, on observe que ces points forment deux courbes caractérisant alors tous les couples (f_{co}, Ψ) satisfaisant les valeurs observées \mathcal{A} et v_0 pour une latitude donnée. Chacune de ces courbes peut être approximée, dans la limite des valeurs testées, par des équations du second degré, du type

$$f_{co}(\Psi) = a_1\Psi^2 + a_2\Psi + a_3 \quad (7.2.1)$$

dont les coefficients sont donnés dans le tableau 7.2.

La figure 7.10 superpose, pour chaque latitude, les courbes ainsi obtenues. Seuls les points à l'intersection de ces deux courbes reproduisent à la fois \mathcal{A} et v_0 , et définissent ainsi les triplets

(ℓ, f_{co}, Ψ) compatibles avec la courbe des décalages spectraux on-off observés. Le tableau 7.3 donne les valeurs de ces triplets. On trouvera en annexe C, les courbes on-off produites par toutes les autres simulations testées.

Une étude similaire a également été menée pour $\theta_\omega = 70^\circ$. Pour cette valeur de l'angle d'aspect, les couples (f_{co}, Ψ) reproduisant l'amplitude \mathcal{A} de la courbe des décalages spectraux on-off sont quasiment identiques à ceux calculés pour $\theta_\omega = 80^\circ$ (cf. figure 7.10, droite). En revanche, les couples reproduisant $v_0 = -0.05 \text{ km s}^{-1}$ sont très différents. Ces comportements reflètent la sensibilité de \mathcal{A} et de v_0 aux variations de l'angle d'aspect θ_ω . En effet, une diminution de θ_ω correspond à un axe de rotation qui se rapproche de la ligne de visée, c'est-à-dire à un décalage spectral moyen, $|v_0|$, qui augmente. Donc pour conserver $v_0 = -0.05 \text{ km s}^{-1}$, il faut diminuer $|v_0|$, c'est-à-dire soit diminuer f_{co} , soit augmenter Ψ . Ceci explique la position relative des couples obtenus pour $\theta_\omega = 70^\circ$ et $\theta_\omega = 80^\circ$. Il en résulte qu'aucune simulation ayant une latitude supérieure ou égale à 20° ne présente une intersection entre les couples simulant $\mathcal{A} = 0.29 \text{ km s}^{-1}$ et $v_0 = -0.05 \text{ km s}^{-1}$ pour $\theta_\omega = 70^\circ$.

En résumé, l'étude de l'évolution temporelle des décalages spectraux on-off nous a permis de contraindre les paramètres du jet définissant sa géométrie et sa contribution relative à la coma. Le jet doit apporter au moins 20% du monoxyde de carbone présent dans la coma et il est localisé sur un parallèle dont la latitude est située entre 0° Nord et 45° Nord pour $\theta_\omega = 80^\circ$, et entre 0° Nord et 20° Nord pour $\theta_\omega = 70^\circ$. De plus, lorsque nous aurons réussi à déterminer avec certitude l'un des trois paramètres Ψ , f_{co} ou ℓ , les deux autres seront également déterminés.

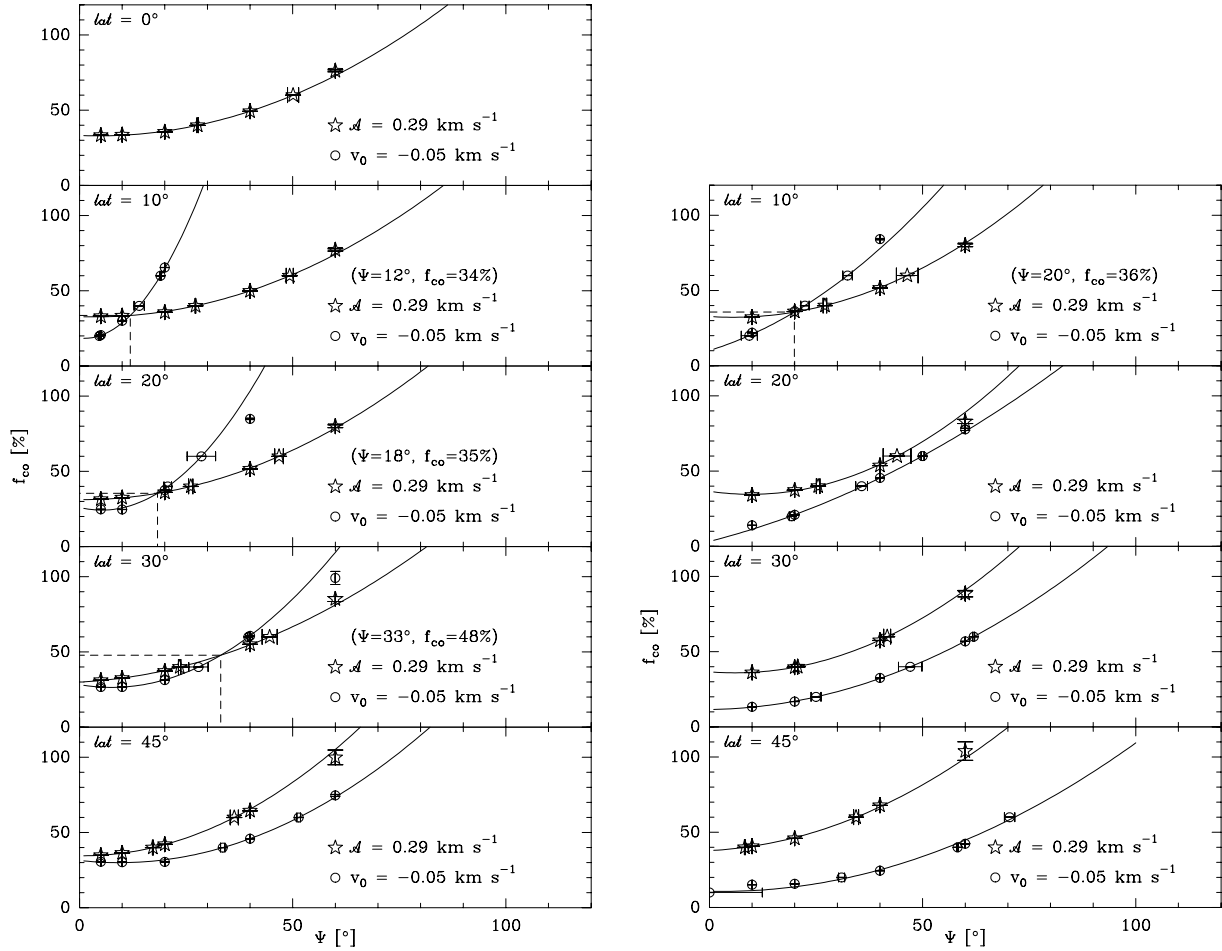


Figure 7.10 – Pour les latitudes 0° , 10° , 20° , 30° et 45° , superposition des couples (f_{co}, Ψ) reproduisant \mathcal{A} et v_0 . La figure de gauche correspond à un axe de rotation dont l'angle d'aspect θ_ω vaut 80° , et celle de droite 70° .

$\theta_\omega = 80^\circ$			$\theta_\omega = 70^\circ$		
latitude $[\circ]$	Ψ $[\circ]$	f_{co} [%]	latitude $[\circ]$	Ψ $[\circ]$	f_{co} [%]
0	N.A.	N.A.	0	N.A.	N.A.
10	11.9	33.6	10	19.9	35.7
20	18.3	35.5	20	N.A.	N.A.
30	33.0	47.8	30	N.A.	N.A.
45	N.A.	N.A.	45	N.A.	N.A.

Tableau 7.3 – Tableau synoptique des paramètres à utiliser pour simuler correctement la courbe des décalages spectraux on-off.

7.3 Évolution temporelle des décalages spectraux interférométriques

L'étude des courbes des décalages spectraux on-off nous a permis de sélectionner certains jeux de paramètres parmi toutes les combinaisons possibles. L'étude des courbes interférométriques a maintenant pour but d'affiner la sélection.

Les spectres interférométriques synthétiques sont construits à partir des tables uv composites. Pour chaque simulation, on dispose de N tables composites, chacune correspondant à un point de départ du jet différent (cf. §6.2.3), c'est-à-dire à une longitude initiale du jet différente. Or, l'analyse menée au §7.2 nous a déjà permis de déterminer que c'est un jet dont la longitude initiale vaut $L = 300^\circ$ à 3 h 47 UT qui reproduit au mieux la courbe des décalages spectraux on-off. On ne s'intéressera donc qu'à la table uv composite dont le point de départ du jet se situe à cette longitude. Les spectres interférométriques sont ensuite calculés avec la même méthode que pour les observations (cf. §5.4). La figure 7.11 montre les spectres ainsi obtenus pour l'une des simulations retenues précédemment.

Les décalages spectraux interférométriques ont une évolution temporelle beaucoup plus complexe que celle des spectres on-off. En effet, comme il a été expliqué au chapitre 5, les lignes de base ont une sensibilité directionnelle, alors que les observations en mode on-off ont une sensibilité isotrope. De plus, la rotation de la Terre fait tourner les lignes de base, et par conséquent les zones de sensibilité également. Pour comprendre comment ces courbes se comportent, il faut se rappeler qu'il y a combinaison entre les rotations terrestre et cométaire. Considérons la courbe de l'évolution temporelle des décalages spectraux d'une ligne de base donnée. Entre deux points consécutifs, non seulement la coma a changé (rotation cométaire), mais en plus les visibilitées à partir desquelles ont été calculés ces décalages spectraux, ont été échantillonnées à des points (u, v) différents (rotation terrestre, cf. §2.4.1 et fig. 2.9). Cependant, même en ne disposant pas d'assez de points pour couvrir une rotation complète, on observe que leur évolution semble quand même périodique de type sinusoïdal. Nous caractérisons donc ces courbes par \mathcal{A} , v_0 , t_0 et $P = 11.35$ h.

L'évolution temporelle des décalages spectraux interférométriques présente un comportement général similaire à celle des décalages spectraux on-off, face à la variation des paramètres libres du modèle : θ_ω , ap_ω , t_0 , ℓ , f_{co} et Ψ .

- ◊ elles sont peu sensibles à θ_ω et à ap_ω , dans la limite des valeurs testées.
- ◊ l'heure d'annulation ascendante t_0 est déterminée par la longitude initiale du jet.
- ◊ le signe de la vitesse centrale est déterminé par la latitude ℓ du jet, avec les mêmes règles que pour la courbe on-off.
- ◊ tout ce qui tend à augmenter le contraste du jet le long de la ligne de visée (f_{co} augmente, Ψ diminue, la latitude d'émission est proche de l'équateur) augmente l'amplitude \mathcal{A} et la valeur absolue de la vitesse centrale $|v_0|$ des courbes.

Par ailleurs plus le contraste est fort, plus la courbe s'écarte d'une sinusoïde (le χ^2 entre les décalages spectraux et la sinusoïde ajustée augmente). Ceci s'explique par le fait qu'un contraste fort le long de la ligne de visée s'accompagne d'un contraste fort sur le plan du ciel, et donc également sur le plan de Fourier. La figure 7.12 montre, pour plusieurs jeux de paramètres, les

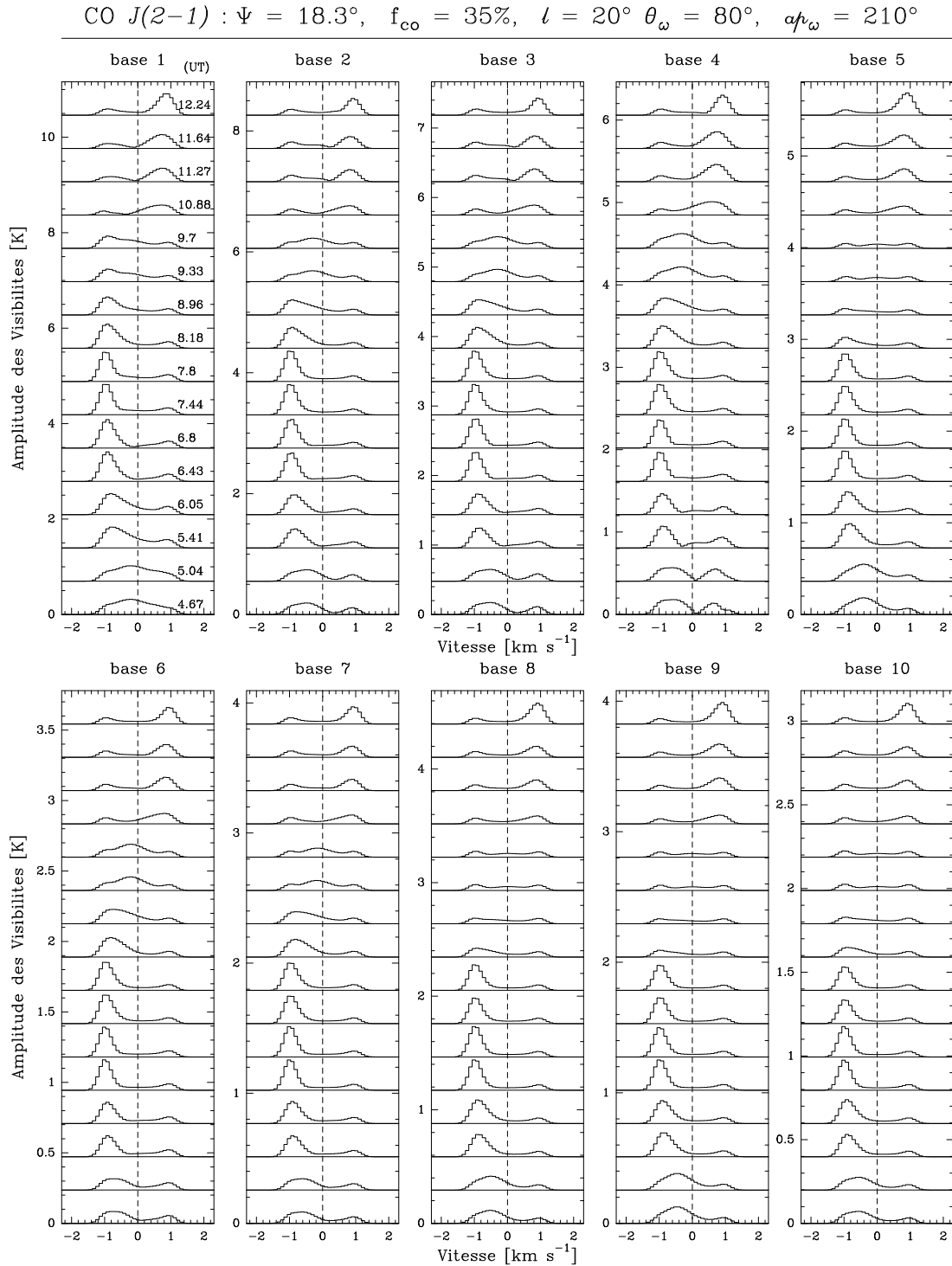


Figure 7.11 – Spectres interférométriques synthétiques issus de la modélisation ayant les paramètres suivants : $\theta_\omega = 80^\circ$, $ap_\omega = 210^\circ$, $\Psi = 18.30^\circ$, $f_{\text{co}} = 35.5\%$, et $\ell = 20^\circ$.

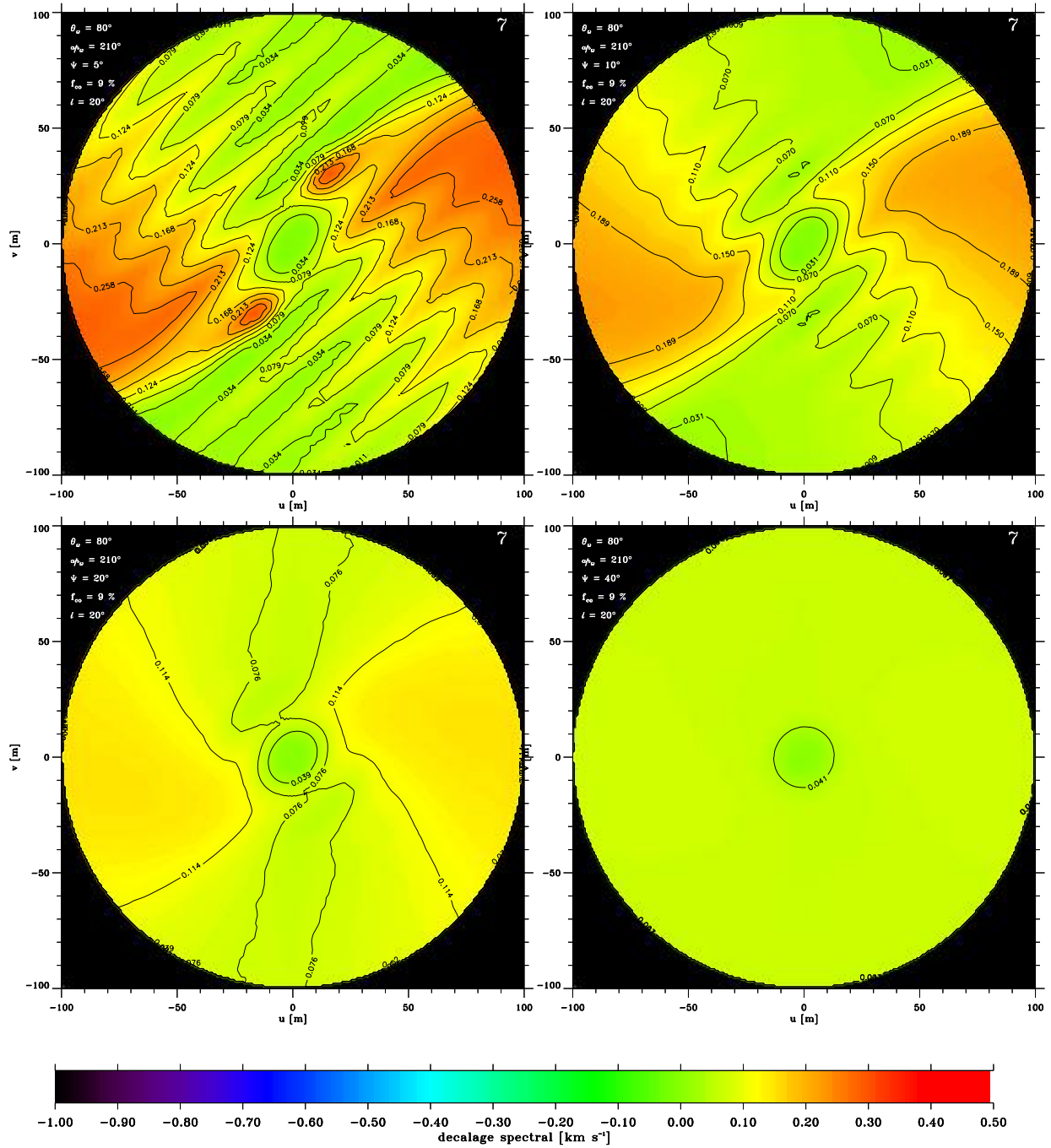


Figure 7.12 – Cartes des décalages spectraux pour des visibilités à un instant donné pour différents jeux de paramètres. Pour toutes, $\theta_\omega = 80^\circ$, $ap_\omega = 210^\circ$, $f_{co} = 10\%$ et $\ell = 20^\circ$. De gauche à droite et de haut en bas, l'ouverture Ψ du jet vaut 5° , 10° , 20° et 40° . Le chiffre en haut à droite indique le numéro de la simulation dans la série de N . Cela correspond à une longitude initiale du jet de 210° . Ces cartes ont été obtenues à partir de tables uv régulièrement échantillonnées. Pour chaque point (u, v) du plan de Fourier où les visibilités ont été échantillonnées, on a calculé le décalage spectral des amplitudes des visibilités.

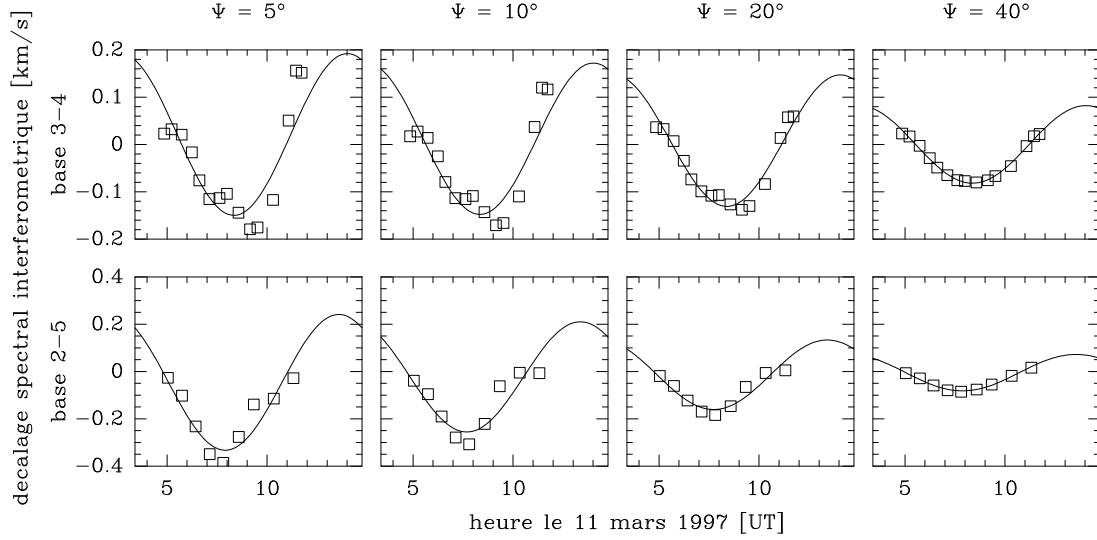


Figure 7.13 – Évolutions temporelles des décalages spectraux interférométriques des lignes de base 3–4 et 2–5 (respectivement la plus courte et la plus longue) pour les simulations présentées à la figure 7.12. Les décalages spectraux simulés sont représentés par des carrés et la courbe superposée est la sinusoïde ajustée.

base	$\Psi = 5^\circ$	$\Psi = 10^\circ$	$\Psi = 20^\circ$	$\Psi = 40^\circ$
3–4 (32 m)	$0.363 \cdot 10^{-1}$	$0.232 \cdot 10^{-1}$	$0.446 \cdot 10^{-2}$	$0.206 \cdot 10^{-3}$
2–5 (147 m)	$0.256 \cdot 10^{-1}$	$0.249 \cdot 10^{-1}$	$0.529 \cdot 10^{-2}$	$0.950 \cdot 10^{-4}$

Tableau 7.4 – χ^2 entre les décalages spectraux calculés et la sinusoïde ajustée, pour chaque simulation présentées en fig. 7.12 et 7.13. La valeur de l’ouverture du jet est donnée pour chaque colonne, les autres paramètres étant : $\theta_\omega = 80^\circ$, $ap_\omega = 210^\circ$, $f_{co} = 10\%$ et $\ell = 20^\circ$.

décalages spectraux pour chaque point (u, v) du plan de Fourier. On remarque que plus l’ouverture du jet diminue (ce qui correspond à une augmentation du contraste) moins la distribution des décalages spectraux est isotrope. Ainsi, pour un faible contraste, les décalages spectraux ne dépendent quasiment plus que du rayon uv . La rotation de la Terre n’influe donc presque plus, et seule la rotation cométaire fait varier le décalage spectral ; d’où une meilleure adéquation à une sinusoïde. La figure 7.13 montrent l’évolution temporelle des décalages spectraux des lignes de base 3–4 et 2–5 (respectivement la plus courte et la plus longue) pour les simulations présentées en figure 7.12. On y remarque que l’écart à une sinusoïde s’amplifie à mesure que l’ouverture du jet diminue. Ces écarts sont quantifiés par un calcul du χ^2 entre les décalages spectraux calculés et la sinusoïde ajustée (cf. tableau 7.4) :

$$\chi^2 = \sum_t (\Delta v_i(t) - \Delta v'_i(t))^2, \quad (7.3.1)$$

où $\Delta v_i(t)$ est le décalage spectral à un temps t , de la ligne de base i pour une simulation donnée, et $\Delta v'_i(t)$ son ajustement à une sinusoïde.

Les évolutions temporelles des décalages spectraux des simulations sélectionnées par l’étude des décalages spectraux on-off sont présentées en figure 7.14 pour le triplet ($f_{co} = 35,4\%$, $\Psi = 18,3^\circ$, $\ell = 20^\circ$), et en annexe, figures C.1.2 (page 177), et C.3.2 (page 185) respectivement pour les triplets ($f_{co} = 33,6\%$, $\Psi = 11,9^\circ$, $\ell = 10^\circ$) et ($f_{co} = 47,8\%$, $\Psi = 33,1^\circ$, $\ell = 30^\circ$). Pour

chaque ligne de base, une sinusoïde a été ajustée. Les paramètres de ces courbes sont donnés dans le tableau 7.5. Les barres d'erreur sur les décalages spectraux des observations étant trop importantes à partir de la ligne de base 3–5, l'étude se limitera essentiellement aux 5 premières lignes de base (les plus courtes). Sur ces figures deux choses se remarquent :

- ◇ les sinusoïdes obtenues pour les lignes de base 1–5, 1–4 et 1–3 présentent une amplitude deux fois supérieure à celle calculée pour les observations, alors que les lignes de base 3–4 et 2–4 ont une amplitude comparable.
- ◇ les sinusoïdes ajustées aux simulations présentent des déphasages importants avec celles des observations pour les lignes de base 1–5 et 1–4, et pour 1–3 dans un moindre mesure. Le tableau 7.6 compare les t_0 observés à ceux simulés. Le décalage temporel entre les courbes interférométriques observées et simulées varie entre 1 h 34 et 2 h 39 pour les lignes de base 1–5 et 1–4 ; il varie entre 11 min et 49 min pour 1–3 et est au maximum de 35 min pour 3–4 et 2–4. Compte tenu de la résolution temporelle de notre modèle (12 instantanés pour 11.35 h), il n'est pas surprenant d'avoir des décalages de l'ordre de la demi-heure, mais il l'est plus pour des décalages dépassant les 2 heures.

Observations		Simulations (f_{co}, Ψ, ℓ)		
		(33.6%, 11.92°, 10°)	(35.4%, 18.3°, 20°)	(47.8%, 33.1°, 30°)
On-off				
\mathcal{A}	0.292 ± 0.02	0.292	0.290	0.292
v_0	-0.050 ± 0.01	-0.053	-0.054	-0.051
t_0	11.753 ± 0.12	11.864	11.812	11.778
Ligne de base 3–4 (32 m)				
\mathcal{A}	0.898 ± 0.04	0.924	0.958	0.830
v_0	0.018 ± 0.02	-0.012	0.008	-0.024
t_0	10.147 ± 0.06	10.495	10.288	10.189
Ligne de base 1–5 (48 m)				
\mathcal{A}	0.508 ± 0.07	0.976	0.854	0.808
v_0	-0.108 ± 0.04	-0.119	-0.078	-0.048
t_0	7.537 ± 0.34	10.185	9.932	9.801
Ligne de base 1–4 (55 m)				
\mathcal{A}	0.516 ± 0.06	1.048	0.870	0.798
v_0	0.002 ± 0.04	-0.085	-0.067	-0.051
t_0	8.204 ± 0.35	10.224	9.954	9.768
Ligne de base 1–3 (60 m)				
\mathcal{A}	0.536 ± 0.09	1.122	0.932	0.770
v_0	-0.006 ± 0.04	0.008	-0.018	-0.063
t_0	9.529 ± 0.35	10.339	10.140	9.704

suite .../...

Observations		Simulations (f_{co}, Ψ, ℓ)		
		(33.6%, 11.92°, 10°)	(35.4%, 18.3°, 20°)	(47.8%, 33.1°, 30°)
Ligne de base 2–4 (88 m)				
\mathcal{A}	0.888 ± 0.25	0.962	0.920	0.810
v_0	-0.027 ± 0.08	-0.051	-0.034	-0.042
t_0	10.322 ± 0.26	10.006	9.755	9.742
Ligne de base 3–5 (101 m)				
\mathcal{A}	0.194 ± 0.30	1.062	0.876	0.776
v_0	-0.064 ± 0.14	-0.065	-0.054	-0.053
t_0	7.103 ± 3.36	10.011	9.917	9.670
Ligne de base 4–5 (102 m)				
\mathcal{A}	0.578 ± 0.54	1.008	0.820	0.774
v_0	-0.195 ± 0.23	-0.106	-0.085	-0.055
t_0	5.345 ± 0.91	9.858	9.748	9.650
Ligne de base 1–2 (109 m)				
\mathcal{A}	0.414 ± 0.37	0.938	0.826	0.790
v_0	-0.071 ± 0.25	-0.113	-0.088	-0.051
t_0	12.126 ± 2.65	9.782	9.568	9.623
Ligne de base 2–3 (120 m)				
\mathcal{A}	0.768 ± 0.78	0.944	0.896	0.794
v_0	-0.053 ± 0.32	-0.061	-0.048	-0.047
t_0	11.636 ± 1.07	9.796	9.643	9.669
Ligne de base 2–5 (147 m)				
\mathcal{A}	0.480 ± 1.03	0.898	0.768	0.766
v_0	-0.121 ± 0.36	-0.147	-0.109	-0.057
t_0	7.558 ± 7.65	9.644	9.474	9.562

Tableau 7.5 – Tableau comparatif des paramètres caractérisant les sinusoides ajustées aux décalages spectraux on-off et interférométriques, pour les observations et les 3 simulations issues de l'étude des spectres on-off. L'amplitude \mathcal{A} et la vitesse centrale v_0 sont données en km s^{-1} , et l'heure d'annulation ascendante en TU.

Par ailleurs, nous avons écarté, au moment de l'étude des courbes on-off, les tests concernant les paramètres de l'axe de rotation, puisqu'ils n'avaient pas d'effets sur ces courbes. Les décalages spectraux interférométriques, eux, sont quand même sensibles à ce qui se passe dans le plan du ciel. Nous avons donc fait des simulations en faisant varier ap_ω et θ_ω dans le domaine fixé dans le tableau 7.1 : $\theta_\omega = 80^\circ \pm 10^\circ$, et $ap_\omega = 210^\circ \pm 10^\circ$. Pour l'angle de position ap_ω , une variation de 20° a pour conséquence de faire tourner dans le plan de Fourier les visibilités de 20° . Ce comportement fait donc varier les décalages spectraux, mais seulement de manière non significative. Pour une telle rotation, l'heure d'annulation ascendante ne varie que de 0.1 h au

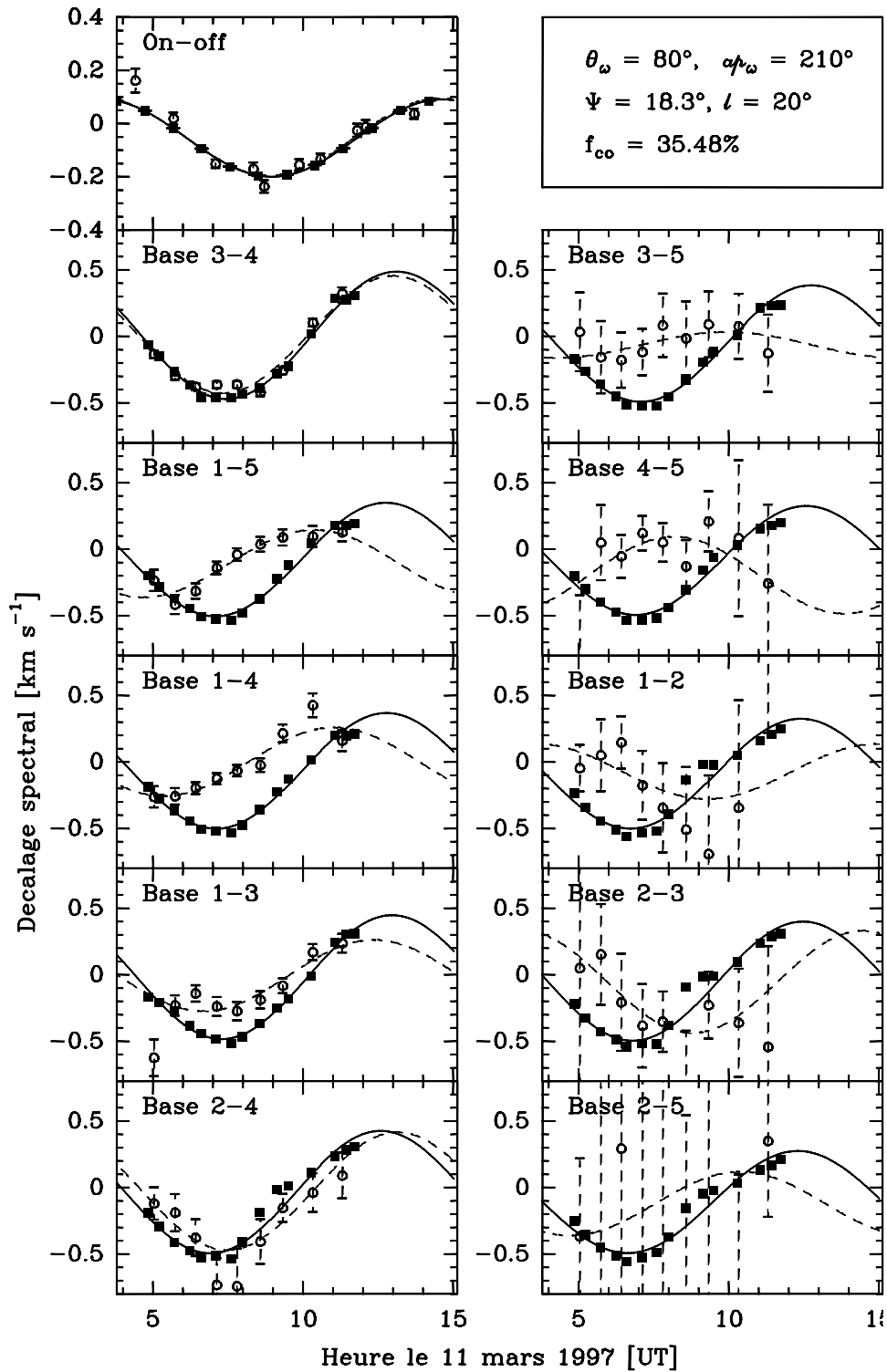


Figure 7.14 – Courbes des décalages spectraux interférométriques pour toutes les lignes de base de la simulation ($f_{co} = 35,4\%$, $\Psi = 18,3^{\circ}$, $l = 20^{\circ}$). Pour chaque ligne de base, les décalages spectraux interférométriques simulés sont représentés par des carrés noirs (■), et la sinusoïde qui leur est ajustée est en traits pleins. Les décalages spectraux issus des observations sont représentés par des cercles (○) et la sinusoïde correspondante est en pointillés.

base	Simulations (f_{co}, Ψ, ℓ)					
	(33.6%, 11.92°, 10°)		(35.4%, 18.3°, 20°)		(47.8%, 33.1°, 30°)	
On-off	0 h 07 min	(± 7 min)	0 h 04 min	(± 7 min)	0 h 01 min	(± 7 min)
3–4 (32 m)	0 h 21 min	(± 3 min)	0 h 08 min	(± 3 min)	0 h 03 min	(± 3 min)
1–5 (48 m)	2 h 39 min	(± 20 min)	2 h 24 min	(± 20 min)	2 h 16 min	(± 20 min)
1–4 (55 m)	2 h 01 min	(± 21 min)	1 h 45 min	(± 21 min)	1 h 34 min	(± 21 min)
1–3 (60 m)	0 h 49 min	(± 21 min)	0 h 37 min	(± 21 min)	0 h 11 min	(± 21 min)
2–4 (88 m)	–0 h 19 min	(± 16 min)	–0 h 34 min	(± 16 min)	–0 h 35 min	(± 16 min)

Tableau 7.6 – Écart entre les heures d’annulation ascendantes calculées pour les 3 simulation retenues au § 7.2.4 et celles calculées pour les observations. Pour chaque ligne de base, le décalage temporel est calculé par $t_0(\text{simulation}) - t_0(\text{observation})$.

maximum (selon la ligne de base), ce qui ne peut pas expliquer le décalage observé entre les simulations et les observations, qui est d’au moins 1 h 30. De la même façon, une variation de 20° de l’angle d’aspect θ_ω de l’axe de rotation ne fait varier que de 0.1 h au maximum les heures d’annulation ascendantes.

Il est intéressant de remarquer que les lignes de base pour lesquelles les simulations sont cohérentes avec les observations (3–4 et 2–4) sont parallèles entre elles (cf. figure 5.1, page 59), et qu’elles sont quasi perpendiculaires à celles qui ne sont pas cohérentes avec les observations (1–5 et 1–4). Or, au §7.1.2, on a montré qu’il existait une similitude entre le plan uv tourné de 90° dans le sens horaire et les densités de colonne sur le plan du ciel (cf. fig. 7.5). Représentons les points uv échantillonnés par les 5 premières lignes de base dans le repère utilisé dans la figure 7.5, tourné de 90°, et comparons la position de ces points avec la représentation de la comète vue depuis la Terre le 11 mars 1997 (cf. fig. 7.15). On s’aperçoit que les vecteurs correspondant aux lignes de base 1–5 et 1–4 sont à peu près dans la direction de l’équateur de la comète. Ce qui implique que ces lignes de base sont sensibles aux structures de la coma qui sont au voisinage de cette direction. Cela pourrait alors indiquer que le champ de vitesse des molécules de CO aux environs de l’équateur est mal représenté. En effet, considérons que les lignes de base 1–5 et 1–4 sondent les régions équatoriales de la coma. Les sinusoides ajustées aux décalages spectraux de ces 2 lignes de base ont des amplitudes plus faible que celles des autres lignes de base. Cela pourrait donc signifier que la vitesse des molécules de CO localisées à proximité de l’équateur, est plus faible que celle qui a été supposée (1 km s^{–1}). Afin de savoir si cette idée pouvait produire des simulations rendant mieux compte des observations, nous avons sommé deux modèles, l’un étant une distribution entièrement isotrope ($f_{co} = 0\%$) avec une vitesse de 1 km s^{–1}, et l’autre une distribution de CO intégralement délivrée par le jet ($f_{co} = 100\%$), avec une vitesse de 2 km s^{–1}. Cette modélisation ainsi réalisée présente pour les lignes de base 1–5, 1–4 et 1–3 des amplitudes réduites de $\sim 30\%$ par rapport à la ligne de base 3–4, mais les décalages temporels entre les différentes lignes de base ne sont pas mieux représentés. Ainsi, une vitesse d’expansion plus rapide dans le jet que dans le reste de la coma pourrait expliquer en partie le désaccord entre les observations et les simulations pour certaines lignes de base. Cependant, l’introduction d’un champ de vitesse non uniforme dans la coma aurait nécessité une réécriture totale du code

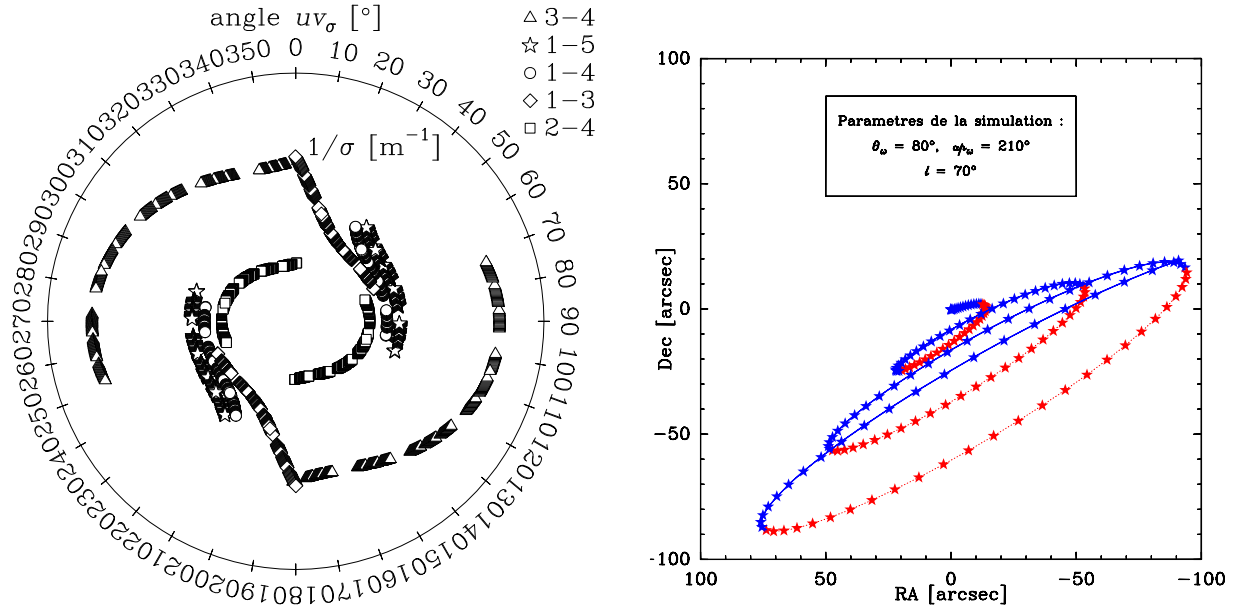


Figure 7.15 – **Gauche** : Représentation en coordonnées polaires des points uv échantillonnés. Chaque point est représenté par l'inverse de la longueur de la ligne de base qu'il représente. **Droite** : Représentation du jet modélisé vu depuis la Terre le 11 mars 1997 avec un axe de rotation de paramètres $\theta_\omega = 80^\circ$ et $\phi_\omega = 210^\circ$.

informatique, et multiplierait encore le nombre de paramètres libres du modèle, c'est pourquoi nous n'avons pas pu pousser plus loin les investigations dans cette direction.

Pour essayer de comprendre pourquoi les simulations et les observations ne sont pas en phase pour certaines lignes de base, on peut essayer de regarder le problème sous un autre angle : qu'est-ce qui est à l'origine du déphasage entre les différentes lignes de base ? La figure 7.16 présente la carte des heures d'annulation ascendantes calculées pour chacun de points du plan uv , à partir des tables uv régulières. On peut voir que pour une direction donnée, t_0 décroît strictement quand le rayon uv augmente. Ceci s'explique bien. Lorsque le rayon uv augmente, on devient sensible à des régions plus internes de la coma. Donc pour une direction \widehat{uv} donnée, le jet sera détecté d'autant plus tôt que la ligne de base est longue. D'où une avance temporelle de ces lignes de base. Cependant, les observations ne présentent pas cette décroissance monotone : les t_0 décroissent depuis le on-off jusqu'à la ligne de base 1-5 et augmentent ensuite jusqu'à la ligne de base 2-4 (cf. table 5.4, page 88). Nous avons alors calculé les t_0 de la simulation où le jet est à 2 km s^{-1} et le reste de la coma à 1 km s^{-1} (cf. figure 7.16, droite). On voit que l'évolution de t_0 n'est pas monotone dans toutes les directions. Or, le t_0 minimum pour une telle simulation est de 9.57 h, alors que le maximum (le t_0 on-off) vaut 11.514 h, soit un écart de 1 h 57 ; les observations présentent, elles, un écart entre le t_0 (on-off) et le t_0 minimum de 4 h 13. Là encore, une vitesse plus importante dans le jet que dans le reste de la coma semble corriger le modèle, mais pas suffisamment.

Par ailleurs, on a fait tourner le modèle pour des antennes possédant des lobes de diamètres différents : de $1''$ à $10''$, le lobe des antennes du Plateau de Bure étant de $20.9''$ à 230 GHz. Le but est de comparer les t_0 on-off calculés pour ces petits lobes aux t_0 calculés pour les observations interférométriques. Le lobe synthétique des observations interférométrique étant de $2'' \times 1.38''$, nous avons également testé un lobe dont le diamètre engendre la même surface que ce lobe

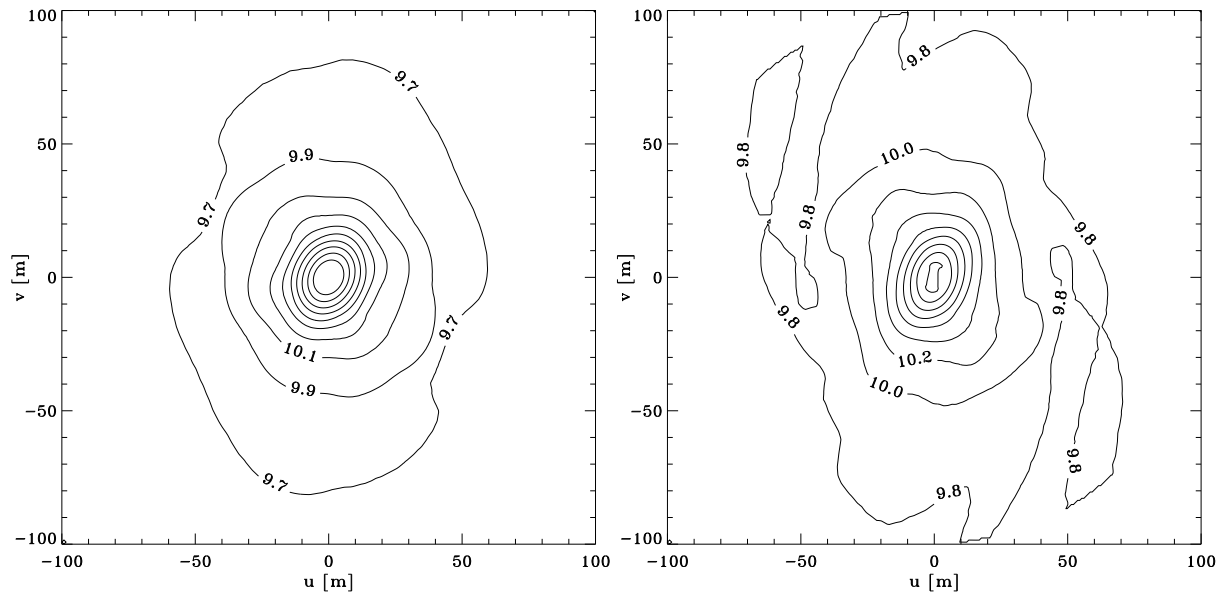


Figure 7.16 – Cartes des heures d'annulation ascendante dans le plan de Fourier. Chaque isocontour représente 0.2 h. **Gauche** : simulation retenue par le § 7.2.4 ($\ell = 20^\circ$, $\Psi = 18.3^\circ$, $f_{co} = 35.5\%$, $\theta_\omega = 80^\circ$, $ap_\omega = 210^\circ$). **Droite** : test de la superposition d'un jet à 2 km s^{-1} et d'une coma isotrope à 1 km s^{-1} (les caractéristiques du jet étant égales par ailleurs).

diamètre du lobe ["]	1	2	2.76	3.32	4	5	10	20.9
t_0 [UT]	9.813	10.037	10.182	10.278	10.388	10.535	11.111	11.812

Tableau 7.7 – Évolution de l'heure d'annulation ascendante des courbes des décalages spectraux on-off avec le diamètre du lobe.

synthétique : $\varnothing = 2\sqrt{2 \times 1.38} = 3.32''$. La figure 7.17 et le tableau 7.7 présentent les résultats obtenus. Tout d'abord, on observe une décroissance des t_0 on-off à mesure que le diamètre du lobe diminue, ce qui vient confirmer ce que l'on a dit au paragraphe précédent : une diminution de t_0 intervient lorsque l'on sonde des régions plus internes de la coma. Par ailleurs, le t_0 on-off calculé pour $\varnothing = 3.32''$ est égal à celui calculé pour la ligne de base 3–4 avec un lobe primaire de $20.9''$, ce qui signifie qu'on est sensible aux mêmes régions de la coma.

Cette étude nous permet de confirmer que les décalages temporels entre les différentes lignes de base sont essentiellement dus à la différence de longueur des rayons uv . Cependant, le tableau 7.5 nous montre que cette relation n'est pas tout à fait vérifiée lorsque les visibilitées sont moyennées, et que les heures d'annulation ascendantes sont calculées à partir des tables uv composites et non à partir des tables uv régulières. En effet, les t_0 ne sont plus calculés pour un point (u, v) fixe du plan de Fourier, mais pour une ligne de base dont la longueur et surtout l'angle de position \widehat{uv} varient fortement. Pour comparer l'effet de cette moyenne, la figure 7.18 montre 2 profils issus de la carte des t_0 de la figure 7.16. L'une des directions correspond à la direction de l'axe de rotation de la comète et l'autre lui est perpendiculaire. On y a superposé les t_0 des lignes de base, calculés pour la même simulation. On s'aperçoit que le fait de moyenner le signal sur différents rayons uv et différentes orientations \widehat{uv} , fait augmenter t_0 . Il semble que ce dernier corresponde en fait au t_0 du rayon uv le plus petit. Cela explique que les t_0 présentés

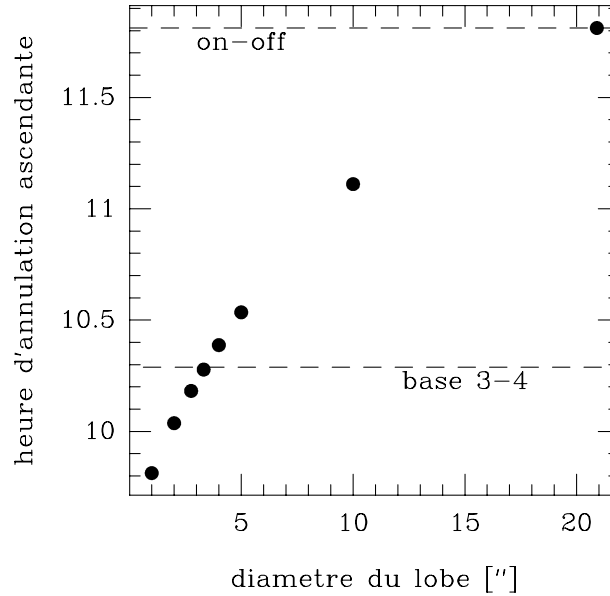


Figure 7.17 – Évolution de l'heure d'annulation ascendante t_0 avec le diamètre du lobe des antennes.

dans le tableau 7.5 ne soient pas strictement décroissants avec le rayon uv moyen des lignes de base, d'autant plus que certaines ont une extension radiale plus importante que les autres (cette extension est représentée par les barres d'erreur horizontales de la figure 7.18).

Par ailleurs, l'inadéquation entre les simulations et les observations peut aussi être due à l'utilisation d'une structure en spirale conique pour modéliser le jet. En effet, cette approximation implique que toutes les lignes de base voient la même structure, mais à des moments différents. Or, si le phénomène qui est à l'origine du jet fluctue avec le temps, ce qui se situe à une certaine distance du noyau n'est plus l'homothétie de ce qui se situe plus près, et les lignes de base voient des structures différentes.

7.4 Évolution temporelle des visibilitées

Etant donné que nous ne sommes pas arrivés à reproduire les décalages spectraux interférométriques, il ne nous a pas paru nécessaire d'essayer de comparer les visibilitées observées et simulées pour chaque canal de vitesse. En effet, il semblait alors peu probable qu'il puisse y avoir une adéquation correcte pour chaque canal de vitesse étant donné que le décalage spectral n'était pas reproduit. Nous avons donc choisi de comparer les simulations et les observations en moyennant les 25 canaux de vitesse. Ces figures sont à analyser sous deux aspects : le profil radial et les modulations autour de ce profil.

Les visibilitées observées pour la transition $J(2-1)$ ont un profil en $\sigma^{-1.18 \pm 0.01}$ (cf. fig. 5.16). Le comportement attendu pour une molécule mère dégazant de manière isotrope est un profil en σ^{-1} . La question à laquelle nous souhaitons alors répondre est "à quoi est dû ce profil radial?". Deux réponses sont possibles :

- ◇ les modulations dues à la présence d'un jet spiral
- ◇ la présence d'une source étendue

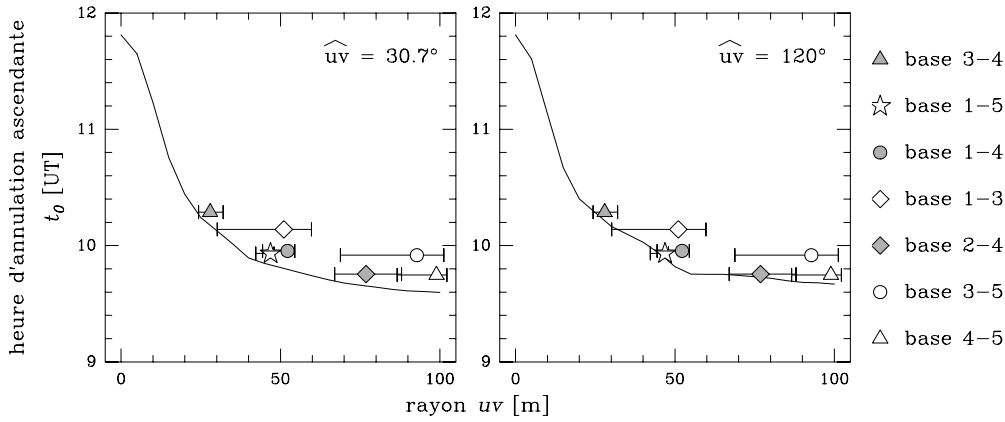


Figure 7.18 – Évolution de l'heure d'annulation ascendante avec le rayon uv pour 2 directions perpendiculaires du plan de Fourier (courbes en traits pleins), pour la simulation retenue au § 7.2.4. Les points superposés correspondent aux t_0 des lignes de base dont la longueur est < 100 m, calculés pour la même simulation, mais à partir de la table uv composite. Les barres d'erreur horizontales représentent les longueurs extrêmes que peuvent avoir les lignes de base, le point étant localisé à la longueur moyenne.

Tout comme nous avons étudié l'impact des paramètres du modèle sur les courbes des décalages spectraux, il nous faut faire de même pour le profil des visibilitées. Pour déterminer le profil moyen des visibilitées, on ajuste une courbe de type $V(\sigma) = a\sigma^b$. En échelle log-log, ceci revient à ajuster une droite du type $\log(V(\sigma)) = \log(a) + b\log(\sigma)$. Pour cette raison, nous appellerons le coefficient b la *pente* du profil des visibilitées. La figure 7.19 présente donc l'évolution de la pente des visibilitées avec les paramètres f_{co} , Ψ et ℓ . Il en ressort que tout ce qui tend à faire diminuer le contraste (f_{co} diminue ou Ψ augmente) fait tendre la pente vers -1 . Par rapport à ce qui a été dit précédemment, ce comportement est logique puisque l'absence de contraste est synonyme d'une distribution isotrope du gaz dans la coma.

Par contre, et à la différence de l'étude des décalages spectraux, la latitude joue un rôle beaucoup plus important. En effet, pour $\ell \geq 45^\circ$, la pente devient inférieure à -1 , avec un minimum pour $\Psi = 20^\circ$. En regardant l'aspect des visibilitées synthétiques correspondant aux simulations ayant une pente < -1 , on s'aperçoit que les lignes de base présentent, individuellement, des modulations très différentes de celles des observations. En effet, pour ces simulations, la direction du jet reste voisine de celle de l'axe de rotation du noyau. Par conséquent, seules certaines lignes de base sont affectées par les modulations. Si l'on considère la simulation ($f_{co} = 40\%$, $\Psi = 20^\circ$, $\ell = 89^\circ$), dont les visibilitées sont présentées en figure 7.20, les lignes de base affectées sont les 3-4, 2-4 et 2-3, qui sont parallèles entre elles. On remarquera de plus que dans la représentation de la figure 7.15, les vecteurs correspondant à ces lignes de base sont en effet voisins de l'axe de rotation du noyau. Les lignes de base 1-2 et 2-5, qui forment respectivement un angle de 30° et 40° avec les lignes de base précédentes, sont affectées par les modulations, mais avec des formes différentes. Quant aux autres lignes de base (1-3, 1-4, 1-5, 3-5 et 4-5) qui sont presque perpendiculaires aux lignes de base présentant des modulations (les angles varient entre 75° et 115°), elles présentent des profils en σ^{-1} .

Ainsi, le fait que toutes les lignes de base des visibilitées issues des observations présentent des modulations montre qu'un jet proche de l'axe de rotation ne peut pas engendrer les visibilitées

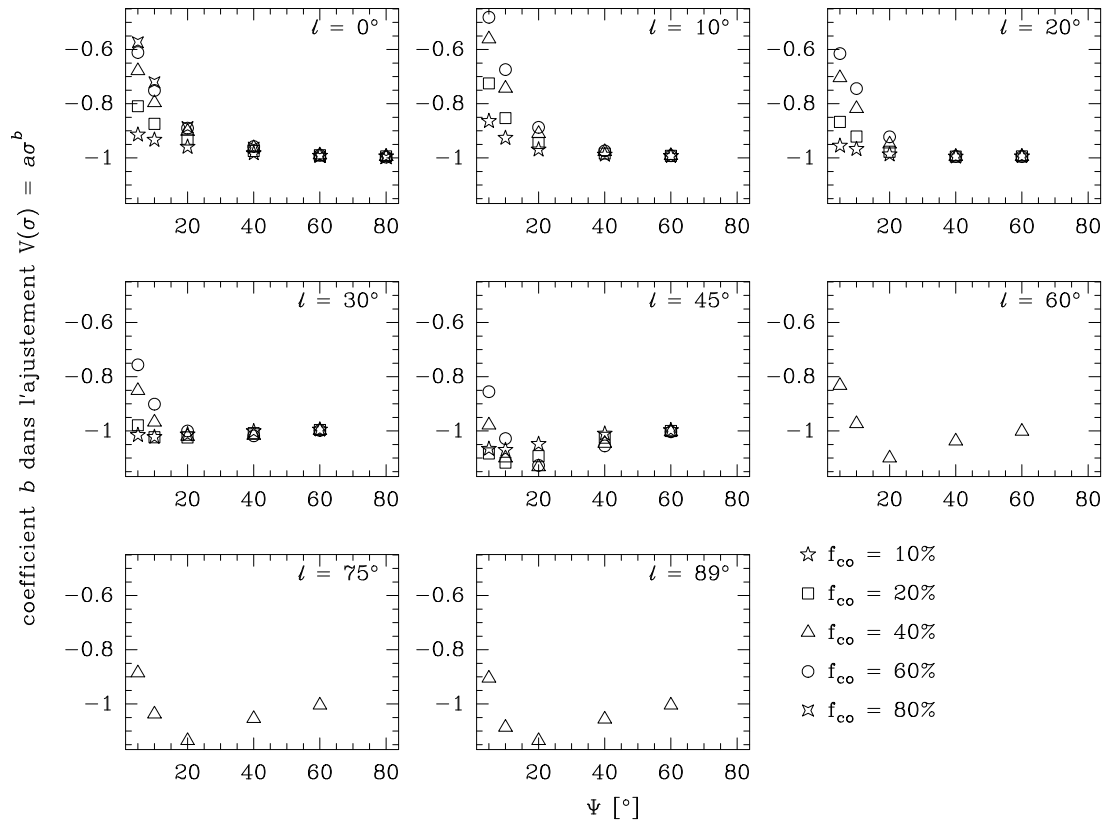


Figure 7.19 – Évolution de la pente des visibilités simulées de CO $J(2-1)$ pour différents ℓ , f_{co} et Ψ . On appelle pente des visibilités le coefficient b dans l'ajustement des visibilités à une courbe du type $V(\sigma) = a\sigma^b$, où σ est le rayon uv .

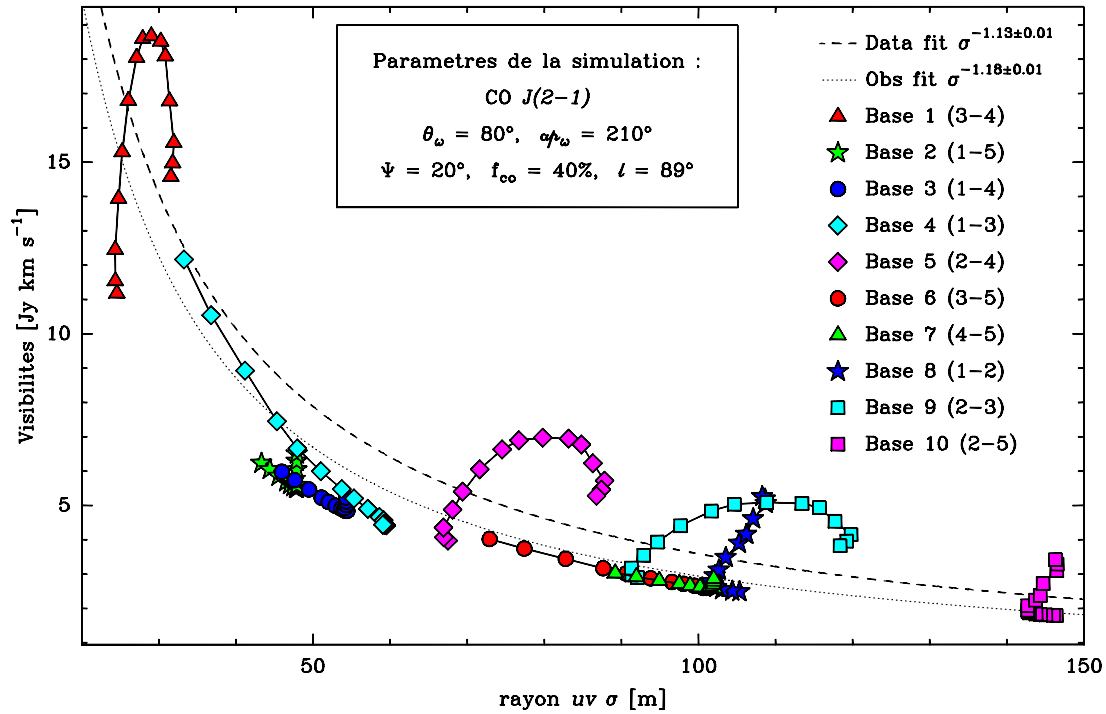


Figure 7.20 – Évolution temporelle des visibilités pour la simulation dont les paramètres sont donnés dans l'encadré.

du CO dans la comète Hale-Bopp. Donc, si l'on ôte les simulations avec une latitude trop grande ($\ell \geq 45^\circ$), aucune des simulations n'est capable de produire une pente de -1.18 ± 0.01 . De plus, la figure 7.19 montre que la présence d'un jet spiral a tendance à faire diminuer la pente vers -0.5 . La pente que nous calculons pour les observations (figure 5.16, page 82) ne peut donc pas s'expliquer par la présence d'un jet. Cependant, la présence du jet semble incontestable. Une interprétation possible est la présence d'une source étendue de CO, discutée au chapitre 8.

Les figures 7.21, 7.22 et 7.23 montrent l'évolution temporelle des visibilitées pour les 3 simulations à départager. On remarque que si les modulations de la figure 7.20 ne ressemblent pas à celles de observations (cf. figure 7.24), les simulations issues de la sélection du § 7.2.4 présentent des modulations plutôt ressemblantes, particulièrement en ce qui concerne la simulation de paramètres ($f_{co} = 35.4\%$, $\Psi = 18.3^\circ$, $\ell = 20^\circ$). Notons également que l'amplitude des modulations diminue lorsque la latitude augmente, si bien que l'hypothèse de la présence d'un jet à une latitude plus haute que 30° semble à exclure. Ceci n'étant qu'un jugement qualitatif, nous avons tracé, pour chaque ligne de base, les visibilitées simulées en fonction des visibilitées observées (fig. 7.25, et annexe C). Mais pour pouvoir comparer ces données, il faut auparavant rectifier les visibilitées simulées de la pente. En effet, on l'a vu précédemment, l'évolution générale des visibilitées n'est pas la même entre les simulations et les observations. Or, nous avons démontré que le jet n'était pas à l'origine de cette différence. Il paraît donc légitime de corriger les visibilitées simulées (dans le contexte de notre modèle optiquement mince). Les observations étant ajustées par :

$$V_o'(\sigma) = a_o \sigma^{-1.18}, \quad (7.4.1)$$

et les visibilitées par :

$$V_s'(\sigma) = a \sigma^b, \quad (7.4.2)$$

pour corriger les visibilitées simulées, on les multiplie par V_o'/V_s' . Les évolutions générales sont donc maintenant identiques. Ainsi, plus les points sont proches de la diagonale du graphique, meilleure est la simulation. Pour quantifier cette approche, le calcul du χ^2 est employé :

$$\chi^2 = \sum_{\sigma} \left(\frac{V_o(\sigma) - V_s(\sigma) \frac{V_o'(\sigma)}{V_s'(\sigma)}}{err(V_o(\sigma))} \right)^2 \quad (7.4.3)$$

où V_s et V_o sont respectivement les visibilitées simulées et observées, $err(V_o)$ est l'incertitude sur les visibilitées observées.

Pour cette étude, nous avons fait des simulations pour les 3 triplets (Ψ , f_{co} , ℓ) provenant de l'étude de la courbe des décalages spectraux on-off. La simulation pour le 2^{ème} triplet ($\ell = 20^\circ$) présente le χ^2 le plus faible, ce qui vient confirmer l'impression visuelle que nous avons eu lors de la présentation de la figure 7.22. Nous avons alors en plus fait varier θ_ω de 60° à 90° , et ap_ω de 200° à 230° pour ce triplet. Si les visibilitées simulées en fonction des observations s'alignent plutôt bien sur la diagonale pour les lignes de base 3-4, 1-5, 1-4, 1-3 et 4-5, de fortes structures horizontales de part et d'autre de la diagonale, sont présentes pour les lignes de base 2-4, 1-2, 2-3 et 2-5. Cela signifie que l'amplitude des visibilitées simulées est plus importante que celle des observations, c'est-à-dire que les simulations présentent un jet là où les observations n'en présentent pas et

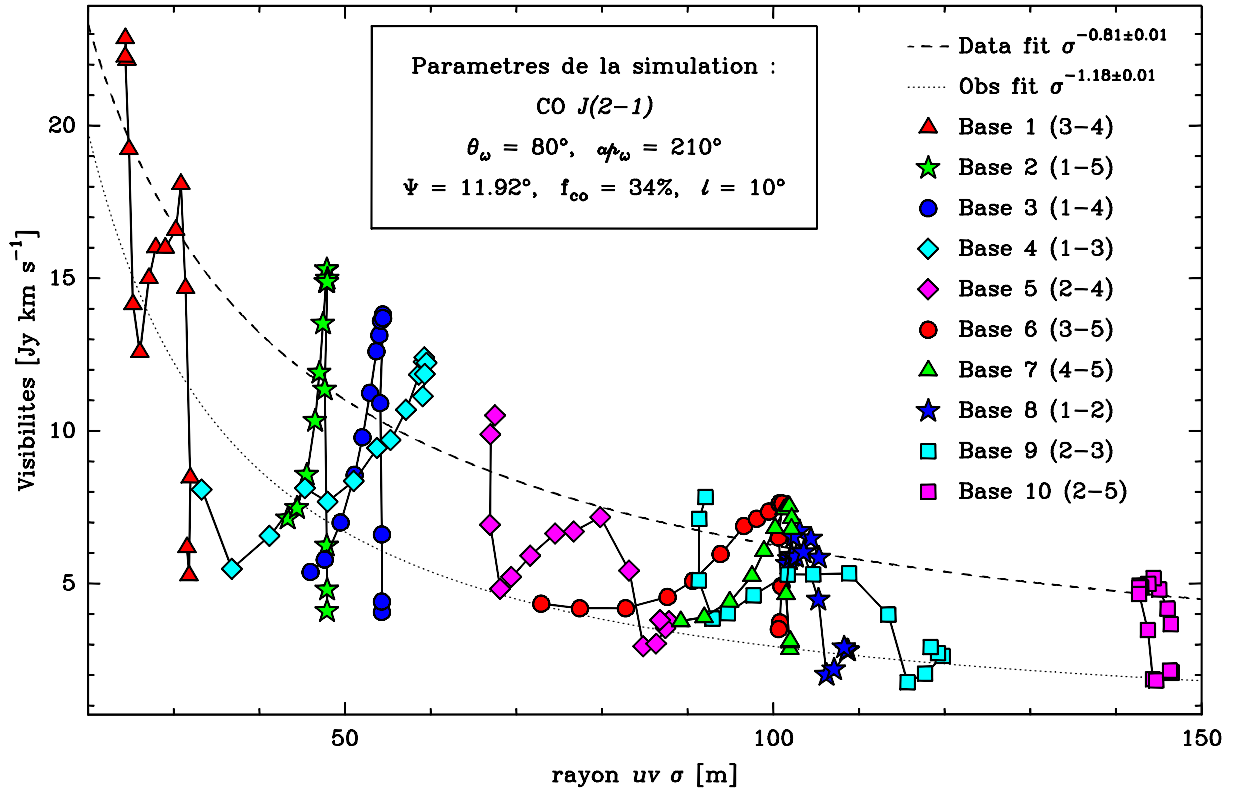


Figure 7.21 – Évolution temporelle des visibilités pour la simulations de paramètres ($f_{co} = 33.6\%$, $\Psi = 11.9^\circ$, $l = 10^\circ$). Les visibilités ont été moyennées selon le procédé de moyenne glissante expliqué au chapitre précédent, et sont tracées en fonction du rayon uv .

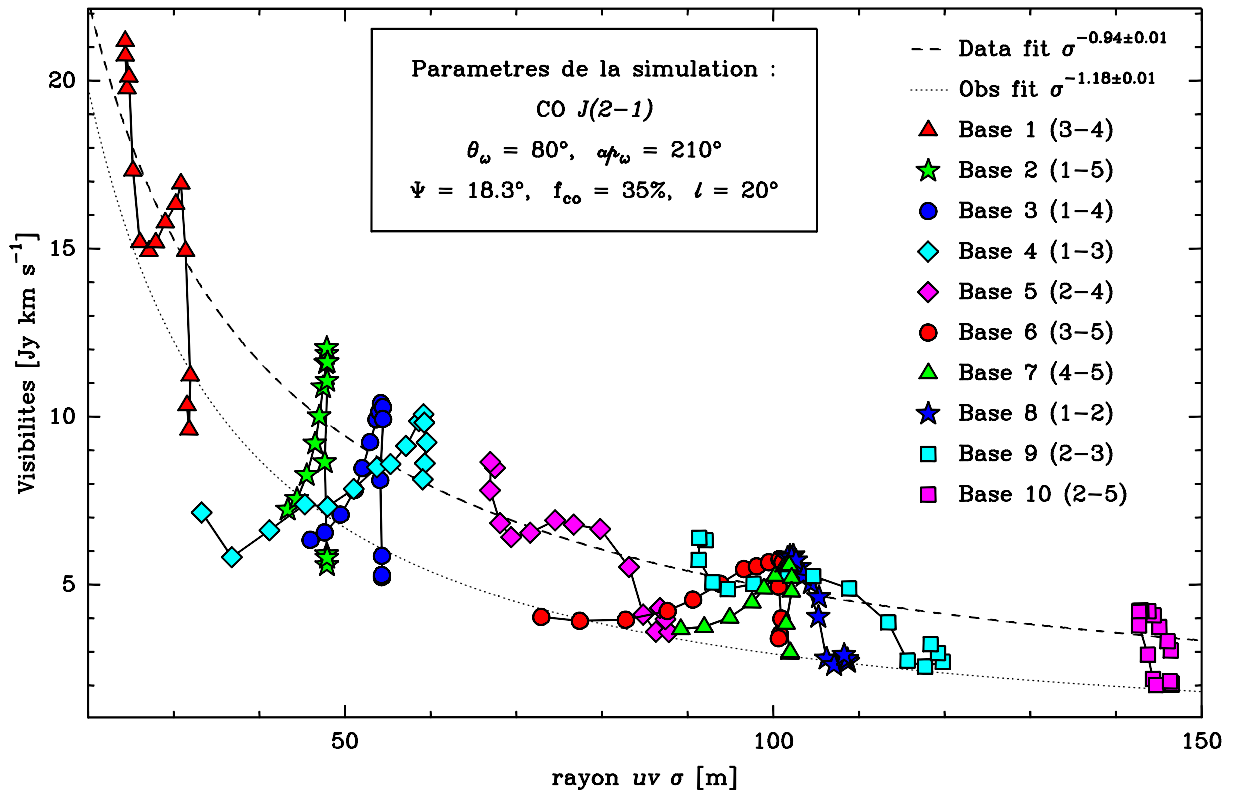


Figure 7.22 – Évolutions temporelles des visibilités pour les simulations de paramètres ($f_{co} = 35.4\%$, $\Psi = 18.3^\circ$, $l = 20^\circ$).

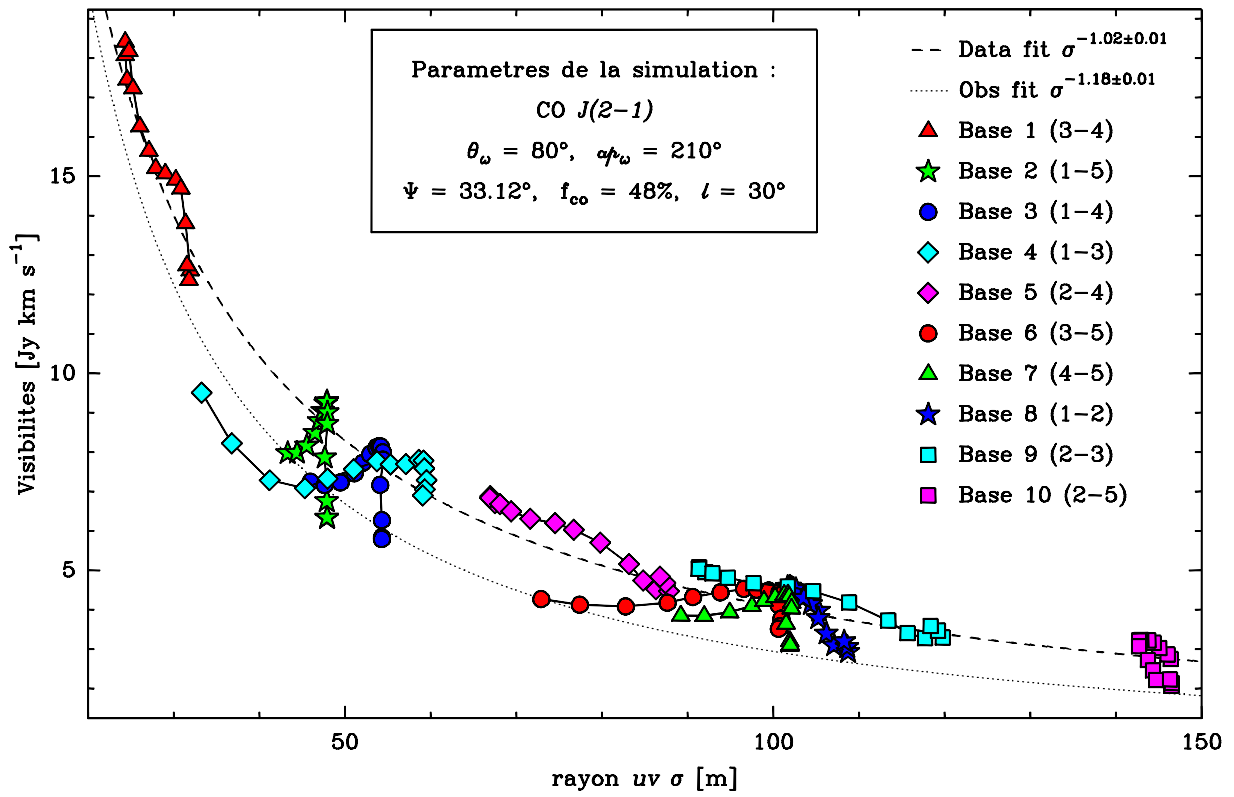


Figure 7.23 – Haut : Évolution temporelle des visibilitées simulées pour les paramètres ($f_{co} = 47.8\%$, $\Psi = 33^{\circ}$, $\ell = 30^{\circ}$).

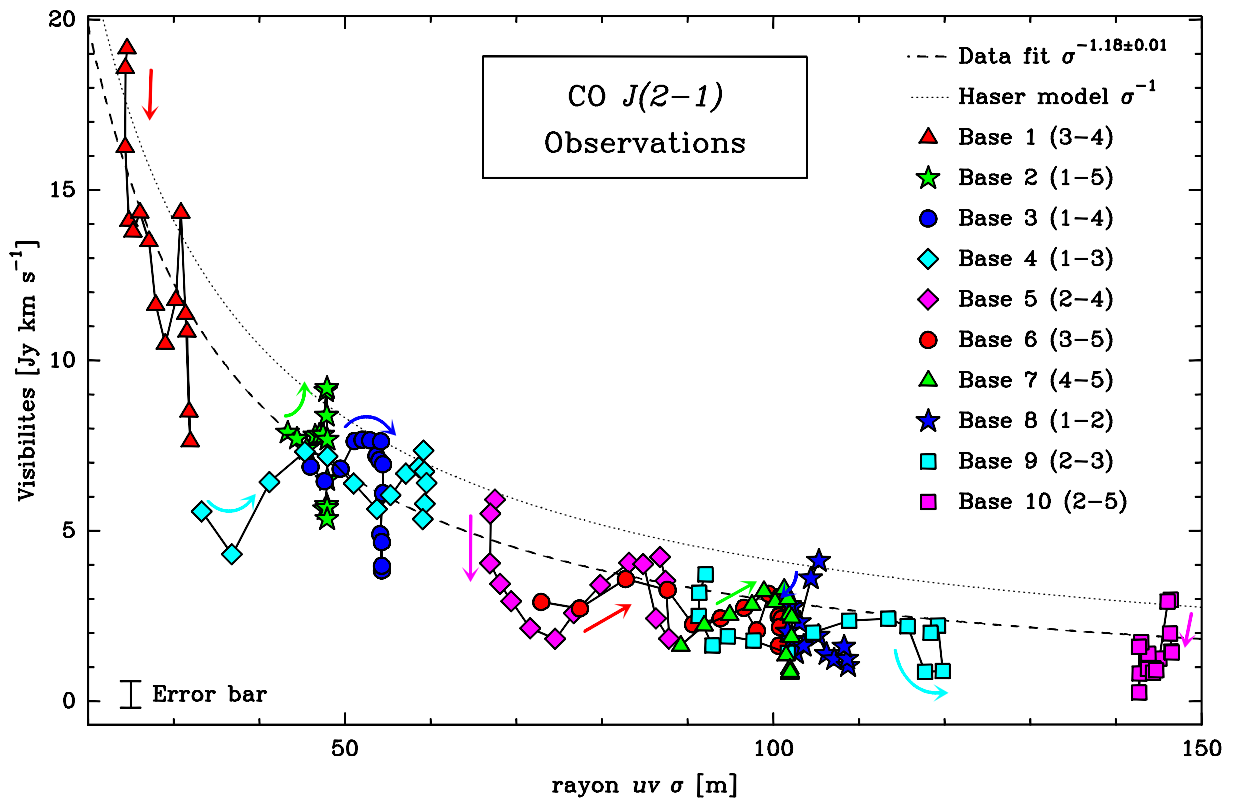


Figure 7.24 – Évolution temporelle des visibilitées observées (reproduction de la figure 5.16).

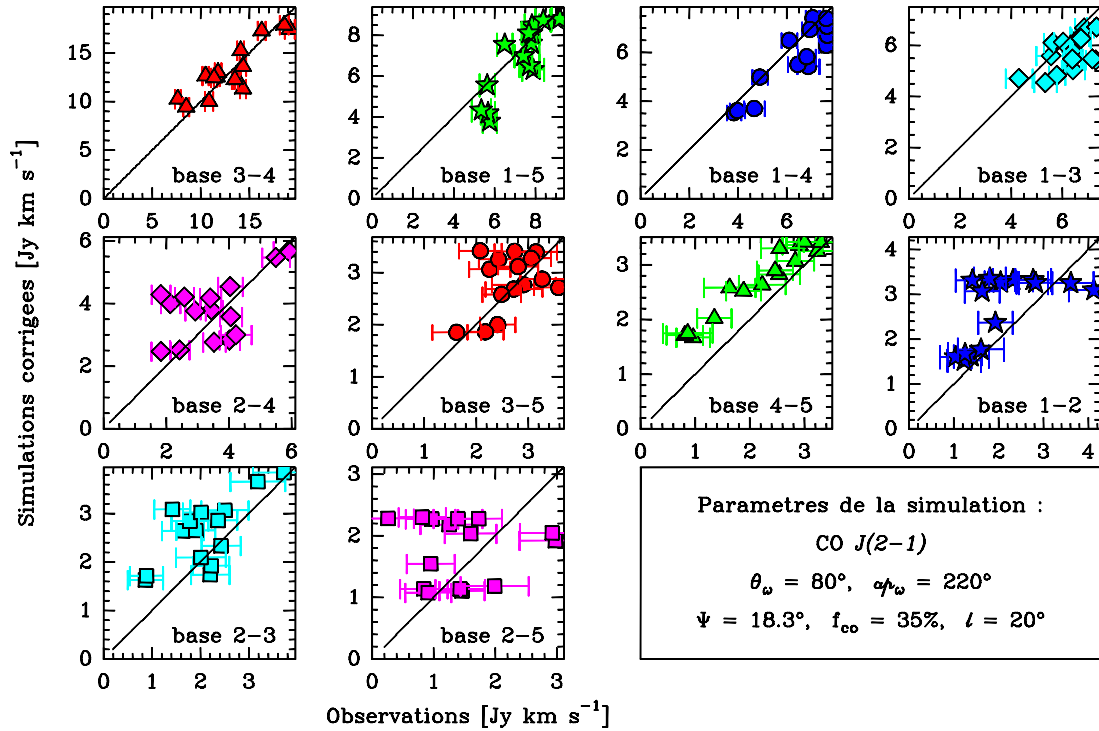


Figure 7.25 – Comparaison des visibilités simulées (en ordonnées) et observées (en abscisses) pour la simulation présentant le plus faible χ^2 .

vice-versa. Ceci peut s’expliquer en comparant les visibilités simulées et observées des lignes de base 2–4 et 2–3 sur la figure 7.22 : on peut voir que la simulation présente un jet en avance sur les observations. En effet, ces deux lignes de base ont une évolution temporelle similaire, en forme de “W”. La bosse centrale se dessine plus tôt pour la simulation que pour les observations. Le tableau 7.8 donne les χ^2 calculés pour ces simulations.

On remarque que pour toutes les valeurs de θ_ω testées, le χ^2 suit la même évolution en fonction de ap_ω : il atteint sa valeur minimale pour $ap_\omega = 220^\circ$. Par ailleurs, à ap_ω constant, il est difficile de discriminer entre les différents θ_ω , leur χ^2 total ne variant que dans une fourchette de 5%, sauf pour $\theta_\omega = 90^\circ$, dont le χ^2 est plus élevé de 20%. Le comportement général du χ^2 total confirme le fait que les visibilités sont plus influencées par l’angle de position ap_ω que par l’angle d’aspect θ_ω , c’est-à-dire qu’elles sont plus sensibles à ce qui se passe dans le plan du ciel que sur la ligne de visée. Parmi les simulations réalisées ici, celle qui minimise le χ^2 a les paramètres suivant : $\ell = 20^\circ$, $\Psi = 18.3^\circ$, $f_{co} = 35.5\%$, $\theta_\omega = 70^\circ$, $ap_\omega = 220^\circ$. Cependant, nous avons montré dans le §7.2, qu’une telle simulation ne synthétisait pas des décalages spectraux on-off semblables à ceux des observations. Donc malgré le χ^2 un peu supérieur, nous retiendrons la simulation $\ell = 20^\circ$, $\Psi = 18.3^\circ$, $f_{co} = 35.5\%$, $\theta_\omega = 80^\circ$, et $ap_\omega = 220^\circ$ comme étant celle qui reflète le mieux la distribution de CO dans l’atmosphère de la comète Hale-Bopp.

7.5 Comparaison des cartes simulées et des observations

A partir de la table uv composite de la simulation ayant pour paramètres d’entrée $\ell = 20^\circ$, $\Psi = 18.3^\circ$, $f_{co} = 35.5\%$, $\theta_\omega = 80^\circ$ et $ap_\omega = 220^\circ$, on peut calculer des cartes interférométriques

Paramètres de la simulation					χ^2 par ligne de base										χ^2 total
ℓ	Ψ	f_{co}	θ_ω	ap_ω	3-4	1-5	1-4	1-3	2-4	3-5	4-5	1-2	2-3	2-5	
10	11.92	34	80	210	905	339	396	134	188	42	54	47	36	64	2206
30	33.12	48	80	210	479	74	136	100	327	32	91	118	136	74	1566
20	18.3	35	80	200	521	236	339	94	329	41	81	120	108	80	1948
20	18.3	35	80	210	310	140	181	71	242	31	53	108	81	79	1297
20	18.3	35	80	220	347	86	66	85	177	31	42	89	60	73	1055
20	18.3	35	80	230	660	81	22	147	146	38	46	70	53	62	1325
20	18.3	35	70	200	591	226	289	79	253	40	82	101	75	79	1815
20	18.3	35	70	210	360	177	174	61	191	38	58	82	56	72	1268
20	18.3	35	70	220	333	132	83	72	153	41	46	65	45	63	1032
20	18.3	35	70	230	557	108	29	133	140	47	46	56	45	53	1213
20	18.3	35	60	200	620	181	236	83	204	43	83	87	58	76	1672
20	18.3	35	60	210	407	177	154	66	166	42	66	67	45	65	1256
20	18.3	35	60	220	345	163	91	71	148	46	57	54	40	55	1070
20	18.3	35	60	230	483	145	44	129	149	50	55	51	45	47	1198

Tableau 7.8 – Valeurs des χ^2 calculés pour les différentes simulations. Les lignes grisées correspondent aux simulations déterminées par le § 7.2.4.

telles que celles réalisées pour les observations. La figure 7.26 montre la carte de distribution de brillance réalisée à partir de cette simulation, à côté de la carte issue des observations. On remarquera la similitude entre ces deux cartes, bien qu'elle ne soit pas surprenante puisque les visibilitées étant à l'origine de la carte simulée ont été sélectionnées pour leur ressemblance avec les visibilitées observées.

Il est maintenant intéressant de regarder l'évolution temporelle des cartes interférométriques. En effet, au chapitre 5, nous avons mis en évidence que le maximum de brillance semblait se déplacer au cours du temps suivant une direction perpendiculaire à l'axe de rotation de la comète. Afin de vérifier si ce comportement se retrouve sur les modélisations, nous avons réalisé des cartes temporelles à partir de la table uv composite de la simulation retenue. La figure 7.27 montre trois différents types de cartes temporelles. La colonne de gauche montre les observations, celle du milieu la simulation retenue et celle de droite une simulation pour une coma isotrope. Cette dernière simulation montre que la forte ellipticité du lobe (due à la faiblesse de la couverture uv pour des cartes moyennées sur seulement une heure de temps) a bien un effet déformant sur les cartes obtenues. Cependant, on retrouve sur les cartes simulées les déformations présentes sur les observations, les cartes de la coma isotrope en étant dépourvues.

Par ailleurs, nous avons également calculé les positions des centres photométriques C_i sur ces différentes cartes temporelles, ainsi que le centre C_0 de la carte qui moyenne toutes les visibilitées (fig. 7.26). Le tableau 7.9 regroupe les positions des C_i calculés. Le centre photométrique C_0 a les coordonnées suivantes : $RA = -0.16'' \pm 0.009''$ et $Dec = -0.006'' \pm 0.1''$. Tous ces centres ont été calculés par un ajustement d'une gaussienne à 2 dimensions dans le plan uv , comme il a été

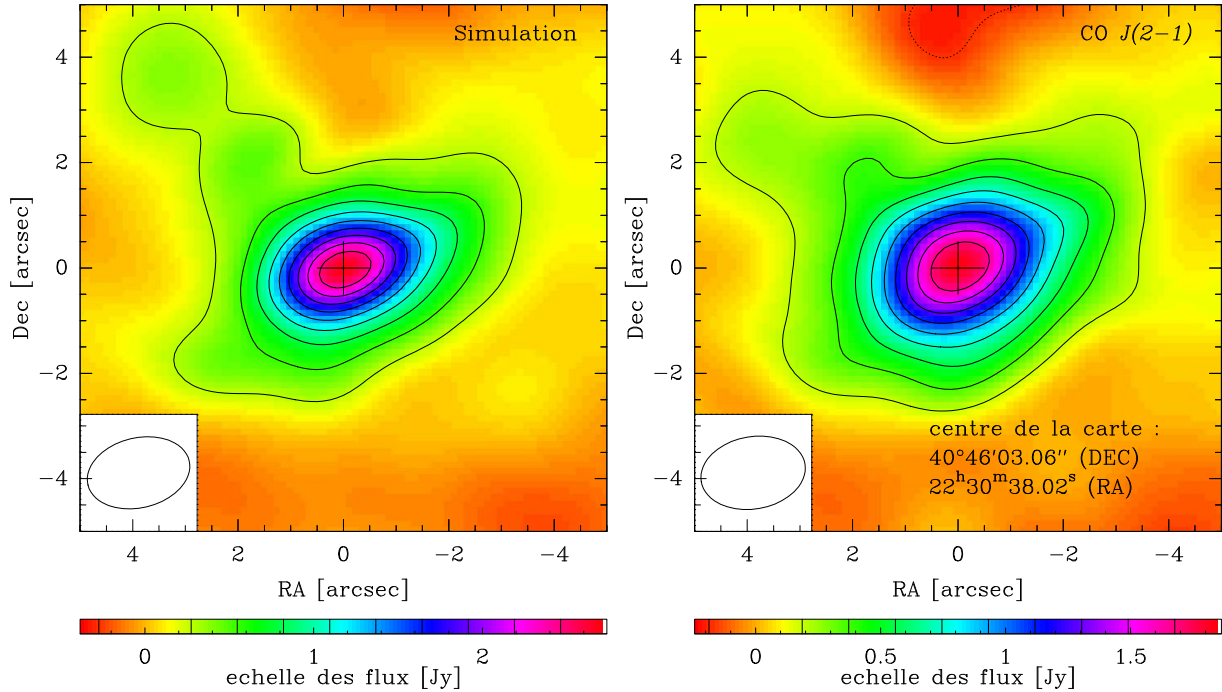


Figure 7.26 – Gauche : Résultat du calcul de la carte interférométrique à partir de la simulation de paramètres $\ell = 20^\circ$, $\Psi = 18.3^\circ$, $f_{co} = 35.5\%$, $\theta_\omega = 70^\circ$ et $ap_\omega = 220^\circ$. **Droite :** Carte interférométrique de la transition $J(2-1)$ pour les observations (reproduction de la figure 5.9).

fait au chapitre 5 pour les observations. La figure 7.28 (gauche) trace l'évolution temporelle des C_i pour les observations et la simulation. On remarque que les centres photométriques calculés pour la simulation sont très proches de l'ellipse correspondant à la projection de la latitude du jet sur le plan du ciel. Par ailleurs, lorsque l'on retranche le centre C_0 aux C_i de la simulation, on retrouve aux barres d'erreur près les centres photométriques calculés pour les observations. Par ailleurs, le faible déplacement des centres photométriques calculés pour la simulation de la coma isotrope montre que le découpage en zones temporelles n'influe pas sur le calcul de C_i à plus de $0.03''$ en RA et de $0.05''$ en Dec. Ceci nous permet de confirmer, *a posteriori*, que les décalages des centres photométriques calculés pour les observations à partir de visibilité échantillonnées de façon réduite, sont bien dus à l'anisotropie de la coma de CO et que leur alignement selon une direction perpendiculaire à l'axe de rotation de la comète n'est pas le fruit du hasard.

7.6 Résumé des résultats

Dans un premier temps, l'étude des jets dans le plan du ciel nous a confirmé ce que l'on avait supposé lors des chapitres précédents :

- ◊ plus les lignes de base sont longues, plus on sonde les régions internes de la coma
- ◊ les modulations des visibilité autour de leur profil moyen sont dues à la présence d'un jet dans la coma

Par la suite, nous nous sommes servis des courbes des décalages spectraux, on-off et interférométriques, ainsi que du profil radial des visibilité pour contraindre les modèles et trouver le jet qui reproduit le mieux les observations.

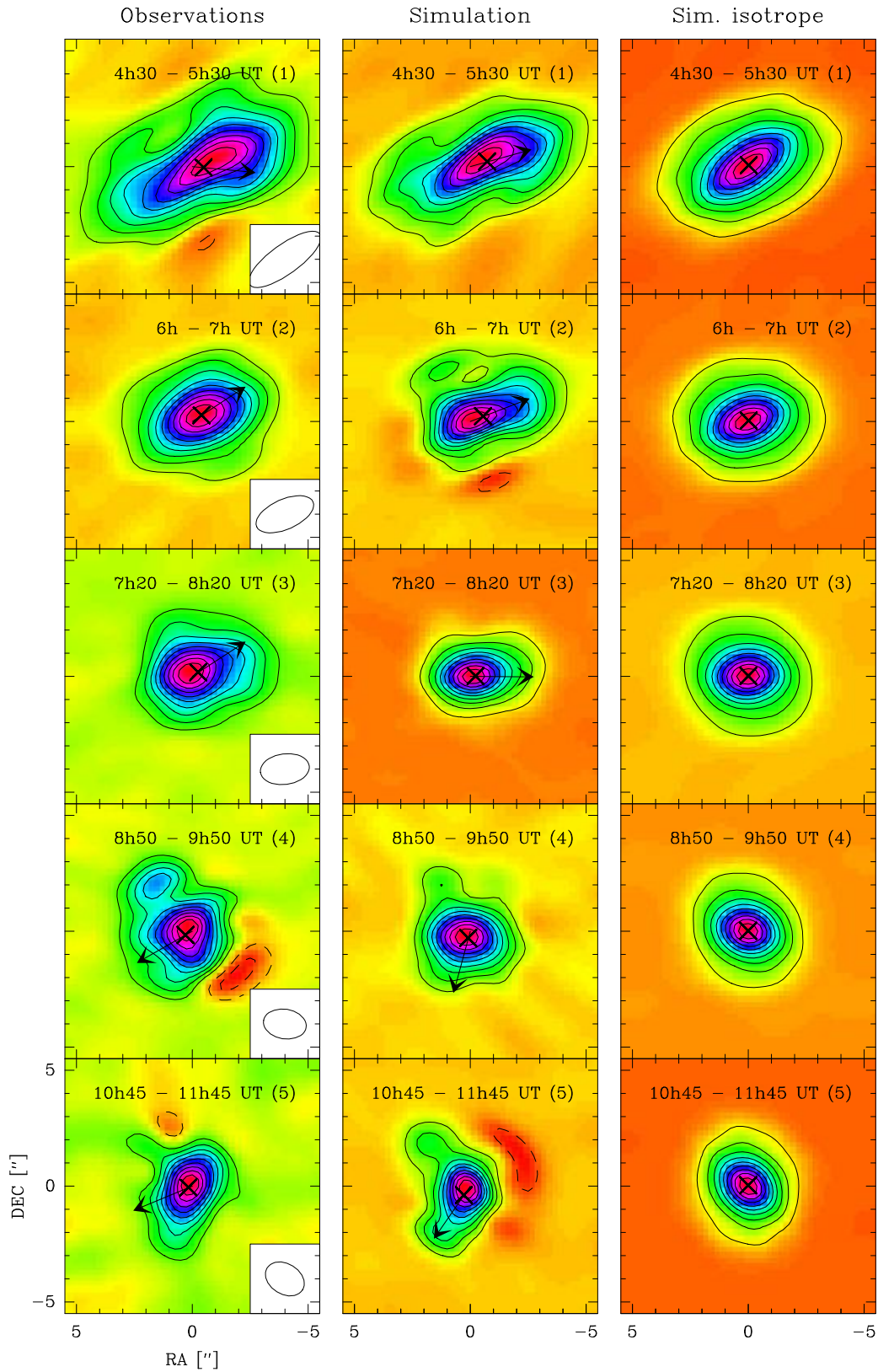


Figure 7.27 – Évolution temporelle des cartes interférométriques simulées. La simulation a pour paramètres $\ell = 20^\circ$, $\Psi = 18.3^\circ$, $f_{co} = 35.5\%$, $\theta_\omega = 80^\circ$ et $ap_\omega = 220^\circ$. Les cartes ont été obtenues à partir de la table uv composite de la simulation qui a été divisée en 5 zones de temps. Les cartes interférométriques issues des observations et obtenues par un processus similaire sont présentées dans la colonne de droite pour comparaison.

	RA ["]	Dec ["]	RA ["]	Dec ["]	RA ["]	Dec ["]
	Observations		Simulation retenue		Simulation isotrope	
1	-0.49 ± 0.07	-0.05 ± 0.04	-0.73 ± 0.02	0.21 ± 0.01	-0.026 ± 0.02	0.047 ± 0.02
2	-0.40 ± 0.03	0.26 ± 0.03	-0.55 ± 0.01	0.21 ± 0.009	-0.018 ± 0.02	0.024 ± 0.02
3	-0.26 ± 0.03	0.17 ± 0.03	-0.23 ± 0.006	-0.001 ± 0.004	-0.005 ± 0.02	0.008 ± 0.01
4	0.29 ± 0.03	-0.17 ± 0.03	0.08 ± 0.009	-0.30 ± 0.007	0.003 ± 0.01	0.009 ± 0.01
5	0.16 ± 0.04	-0.06 ± 0.04	0.27 ± 0.01	-0.40 ± 0.01	0.003 ± 0.01	0.026 ± 0.01

Tableau 7.9 – Position des centres photométriques des cartes interférométriques temporelles pour les observations, la meilleure simulation retenue à la section précédente et une simulation de coma isotrope. Le numéro dans la colonne de gauche se rapporte au numéro des cartes de la figure 7.27.

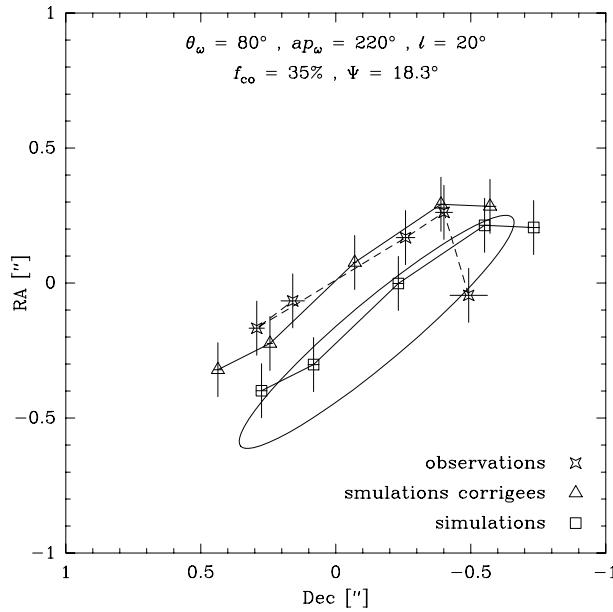


Figure 7.28 – Évolution des centres photométriques moyens calculés pour les 5 tables *uv* présentées en figure 7.27 (table *uv* composite divisée en 5 zones de temps). Les points ronds représentent les centres photométriques moyens calculés d'après les observations, les carrés localisent ceux pour la simulation et les triangles localisent ceux de la simulation après soustraction des coordonnées du centre C_0 de la carte moyenne.

La courbe des décalages spectraux on-off nous a permis, d'une part, de comprendre l'impact des paramètres libres du modèle, et d'autre part, de restreindre les hypothèses de départ. En effet, pour une latitude et un angle d'aspect donnés, le lieu des couples (f_{co}, Ψ) qui permettent de reproduire l'amplitude de la courbe on-off est caractérisé par une parabole de type $f_{co}(\Psi) = a_1\Psi^2 + a_2\Psi + a_3$. Par ailleurs, le lieu des couples permettant de reproduire la vitesse moyenne de la courbe on-off est caractérisé par une autre parabole de même type. L'intersection de ces 2 paraboles donne accès à l'unique couple (f_{co}, Ψ) permettant de reproduire les observations on-off pour une latitude et un angle d'aspect donnés. Des séries de simulations ont été calculées et les jeux de paramètres permettant une bonne simulation de la courbe des décalages spectraux on-off sont donnés dans le tableau 7.3.

Les courbes des décalages spectraux interférométriques ne nous ont pas permis de discriminer davantage les paramètres initiaux du modèle. Cependant, les écarts constatés entre les heures d'annulation ascendante des observations et des simulations nous permettent de voir en quoi notre modélisation est un peu trop simpliste par certains aspects. En particulier, il apparaît

que l'introduction d'une vitesse dans le jet plus importante que dans le reste de la coma semble mieux rendre compte de ces décalages spectraux interférométriques.

L'évolution temporelle des visibilitées présentent deux caractéristiques importantes : le profil moyen en fonction du rayon uv et les modulations autour de ce dernier. Pour une molécule mère dégazant de manière isotrope, un profil en σ^{-1} est attendu. Le profil moyen observé est en $\sigma^{-1.18 \pm 0.01}$. Les simulations montrent que la présence d'un jet dans la coma ne saurait expliquer une augmentation de 20% de la pente. L'étude des profils des simulations montrent au contraire qu'un jet a plutôt tendance à diminuer la pente du profil. La présence d'une source étendue de CO pourrait être à l'origine de la pente observée. Nous étudierons cette possibilité au prochain chapitre. C'est finalement l'étude des modulations qui permet d'affiner la sélection des paramètres. D'une part, la présence de modulations sur toutes les lignes de base exclut l'hypothèse d'un jet localisé à de hautes latitudes ($> 45^\circ$). D'autre part, le calcul du χ^2 entre les visibilitées observées et simulées permet de contraindre l'angle de position ap_ω de l'axe de rotation du noyau, et de déterminer la meilleure simulation.

La réalisation de cartes interférométriques à partir des simulations nous ont également permis de confirmer que le déplacement du centre photométrique de la distribution de brillance de CO sur le plan du ciel selon une direction perpendiculaire à l'axe de rotation de la comète était en effet dû à la présence d'un jet.

Cette étude nous a permis de déterminer quels paramètres permettaient la simulation la plus proche possible des observations.

$$\theta_\omega = 80^\circ, ap_\omega = 220^\circ, \Psi = 18^\circ, f_{co} = 35 \%, \ell = 20^\circ.$$

Chapitre 8

Etude du cas d'une source étendue

L'origine du monoxyde de carbone observé dans les atmosphères cométaires est une question importante. En effet, le CO peut être présent dans le noyau sous forme de glace, sous forme gazeuse piégé dans de la glace d'eau ou bien il peut être le produit de la dégradation de grains organiques. L'exploration *in situ* de la comète de Halley par la sonde Giotto a révélé que le formaldéhyde et une partie du monoxyde de carbone n'étaient pas libérées par le noyau (Eberhardt *et al.*, 1987; Meier *et al.*, 1993). Une explication possible est que ces molécules soient produites par dégradation de grains organiques (CHON). Pour la comète Hale-Bopp, Capria *et al.* (2000) montre que l'évolution héliocentrique du taux de dégazage de CO peut être modélisé correctement si le monoxyde de carbone est présent à la fois sous forme solide et piégé dans de la glace amorphe dans le noyau. Par ailleurs, DiSanti *et al.* (2001) interprètent la distribution radiale des densités de colonne de CO observés en infrarouge, comme le résultat de la présence d'une source étendue de CO, délivrant dans la coma 50% du monoxyde de carbone observé à une distance héliocentrique de ~ 1 UA. Nous tenterons ici d'apporter notre contribution au débat.

Le profil radial des visibilitées peut être utilisé pour étudier l'origine de CO dans la coma. En effet, comme nous l'avons vu au chapitre 5, une distribution isotrope de molécule mère induit une évolution radiale des visibilitées en σ^{-1} , et toute modification de la distribution de la molécule modifie ce profil, comme par exemple la présence d'un jet. Cependant, l'étude menée au chapitre 7 a montré qu'un jet dont la latitude est comprise en 0° et 30° Nord fait tendre le profil vers $\sigma^{-0.5}$, alors que les observations de CO $J(2-1)$ présentent un profil de $\sigma^{-1.18 \pm 0.01}$. Il convient donc d'étudier ici la possibilité d'une source étendue de CO pour expliquer ce profil. Dans un premier temps (§ 8.1), nous supposerons une distribution isotrope (c'est-à-dire sans

jet), afin de voir l’impact de la source étendue sur le profil des visibilitées. La présence d’un jet est considérée au § 8.2.

8.1 Modèle isotrope

Nous avons appliqué notre modèle pour :

- ◊ plusieurs températures cinétiques de la coma (de 80 K à 120 K).
- ◊ la loi de densité de Haser dans le cas d’une production combinée de CO (cf. eq. 6.1.13) avec :
 - différentes longueurs d’échelle du parent à une distance héliocentrique de 1 UA : 2 000 km, 5 000 km et 10 000 km (l_{mco}).
 - différentes contributions de la source étendue au CO de la coma : 100%, 67%, 50%, 33% et 0% du CO provenant d’une source étendue, le reste étant produit par le noyau. La fraction de CO ainsi apportée par une source étendue est représentée dans le modèle par le facteur P_{ext} .
 - un taux de production total de CO $Q_{co} = 1.96 \cdot 10^{30} \text{ mol s}^{-1}$. La valeur choisie pour ce paramètre n’a en fait pas d’importance. En effet, la comparaison avec les observations se fera en appliquant un coefficient multiplicateur (appelé facteur de normalisation par la suite) de façon à faire coïncider modèles et observations au rayon $uv \sigma = 100 \text{ m}$. Ceci est possible car nous utilisons un modèle optiquement mince.

Pour chaque simulation, l’évolution des visibilitées avec σ , le rayon uv , est approchée par une courbe du type $V(\sigma) = a\sigma^b$, comme nous l’avons fait au chapitre 7. Il est apparu que l’impact de la température cinétique sur b était quasi nul (les variations sont de l’ordre de 10^{-4} , la température étant supposée constante dans la coma). Nous avons donc limité nos modélisations à $T_{cin} = 90 \text{ K}$. Les figures 8.1, 8.3 et 8.5 tracent les évolutions radiales des visibilitées pour CO $J(2-1)$, les figures 8.7, 8.9 et 8.11 tracent les profils pour CO $J(1-0)$, et le tableau 8.1 donne le résultat du calcul des pentes pour les différentes modélisations envisagées. En regardant ces valeurs pour CO $J(2-1)$, on peut voir que, pour chaque longueur d’échelle du parent, il est toujours possible de trouver une combinaison des 2 origines de CO (source étendue ou nucléaire) telle que la pente des observations est reproduite. Cependant, si nous superposons aux évolutions radiales le point on-off (qui correspond à la visibilité en $\sigma = 0 \text{ m}$), on dispose alors d’un critère de plus pour différencier les simulations. En effet, quelle que soit la longueur d’échelle du parent, les deux seules modélisations qui reproduisent correctement la valeur en $\sigma = 0$ sont celles pour $P_{ext} = 0$ et $P_{ext} = 0.33$. Finalement, il apparaît que seule une simulation avec $0.33 \leq P_{ext} < 0.5$ et $l_{mco} < 2000 \text{ km}$ semble capable de reproduire conjointement la pente des visibilitées et le point on-off. Une longueur d’échelle si faible suggère que le CO étendu ne provient pas de la photodissociation de molécules mères. En effet, les parents de CO (CO_2 , H_2CO et CH_3OH notamment) présentent des longueurs d’échelle de photodissociation beaucoup trop importantes ($8 \cdot 10^5 \text{ km}$ à 1 UA pour CO_2 , d’après Huebner *et al.*, 1992) ou sont présents en trop faible quantité pour contribuer significativement au CO étendu. L’hypothèse que le CO étendu soit produit par dégradation de grains organiques semble alors la plus probable. Notons cependant

	CO $J(2-1)$			CO $J(1-0)$		
P_{ext}	longueur d'échelle du parent à 1 UA.					
	2 000 km	4 000 km	10 000 km	2 000 km	4 000 km	10 000 km
0.00	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00
0.33	-1.09	-1.05	-1.02	-1.13	-1.09	-1.04
0.50	-1.17	-1.10	-1.04	-1.22	-1.17	-1.09
0.67	-1.30	-1.21	-1.10	-1.34	-1.30	-1.18
1.00	-1.67	-1.74	-1.79	-1.56	-1.67	-1.75

Tableau 8.1 – Pentas des évolutions radiales des visibilités calculées pour CO $J(2-1)$ et CO $J(1-0)$, pour différentes simulations de coma isotrope. Chaque simulation est caractérisée par son taux de CO produit par une source étendue (P_{ext}), et par la longueur d'échelle de son parent.

que la longueur d'échelle dont nous donnons une estimation ici est plus faible que celle proposée par DiSanti *et al.* (2001), qui proposent une valeur de $\sim 5\,000$ km.

Cependant, les simulations produites posent un problème pour la transition $J(1-0)$. En effet, les observations présentent un profil en $\sigma^{-0.74 \pm 0.04}$ et $V(0) = 10.8 \text{ Jy km s}^{-1}$. Aucune des simulations ne reproduit cette pente (elles sont toutes < -1), ni le point en $\sigma = 0$ ($V(0) \geq 20 \text{ Jy km s}^{-1}$). De plus, les modèles montrent que les pentes calculées pour CO $J(2-1)$ et CO $J(1-0)$ ne diffèrent que de 0.1 au maximum. L'écart constaté pour les observations est 5 fois plus important. Un tel phénomène pourrait suggérer que l'excitation des molécules de CO n'est pas correctement modélisée. Or, nous avons montré au chapitre 5 (§ 5.1.3), que le rapport des aires de raie $J(2-1)$ et $J(1-0)$ peut nous renseigner sur les conditions d'excitation de CO dans la coma. Les aires de raie obtenues respectivement pour ces deux transitions sont de $T_b dv(J(2-1)) = 4.22 \pm 0.03 \text{ K km s}^{-1}$ et $T_b dv(J(1-0)) = 0.55 \pm 0.02 \text{ K km s}^{-1}$. Cependant, avec de telles valeurs, l'application numérique de la formule 5.1.9 donne une température de rotation $T_{rot} = 122 \pm 300 \text{ K}$! Si l'on considère en plus que les erreurs d'étalonnage peuvent atteindre 10%, il apparaît que l'on ne peut pas déduire une température de rotation à partir des raies de CO observées. Ceci peut s'expliquer simplement. La formule 5.1.9 est en fait un cas particulier du diagramme de rotation où la T_{rot} correspond à la pente du diagramme. Or, les 2 transitions $J(2-1)$ et $J(1-0)$ ont des énergies très proches. On peut montrer que la pente entre ces 2 points est très sensible à la moindre erreur lorsque la température est relativement élevée. Estimant que les observations $J(2-1)$ sont correctes à 20% près, et $J(1-0)$ à 10% près, toute détermination de la température de rotation devient alors impossible.

Nous avons également effectué le même type de calcul avec les observations interférométriques. Le principe du calcul repose sur le fait qu'une ligne de base de longueur σ à la fréquence de la transition $J(2-1)$ (230 GHz) échantillonne les mêmes distances « cométocentriques » que la ligne de base de longueur 2σ à la fréquence de la transition $J(1-0)$ (115 GHz), à cause du terme en σ/λ dans l'équation 2.4.1. On définit, pour chaque niveau d'excitation i , une population moyenne équivalente, pour la région sondée par une ligne de base de longueur σ :

$$V_{\nu_i}(\sigma) = \overline{p_i}(\sigma) V_{\nu_i}^{\text{nop}}(\sigma) \quad (8.1.1)$$

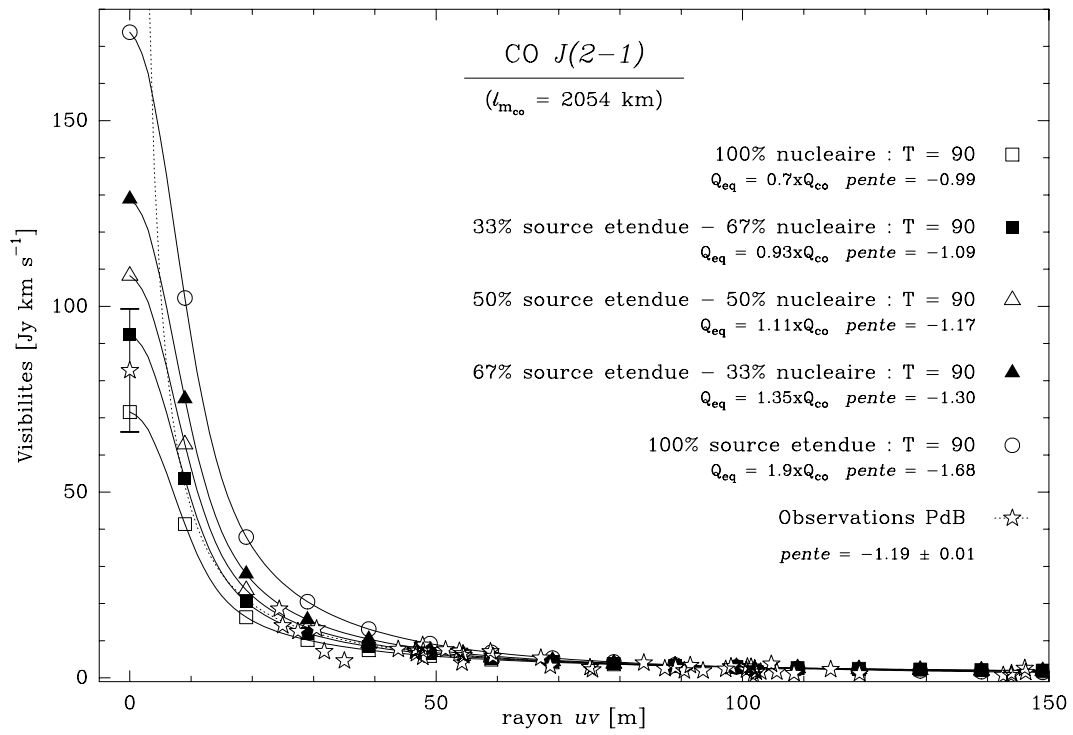


Figure 8.1 – Évolution radiale des visibilités de CO $J(2-1)$, pour les observations et pour différentes simulations. Le parent de CO a une longueur d'échelle de ~ 2000 km. Les simulations ont été normalisées au point de l'ajustement des observations dont le rayon uv vaut 100 m. Le facteur de normalisation est reporté en tant que facteur multiplicateur du taux de production total de CO (Q_{co}).

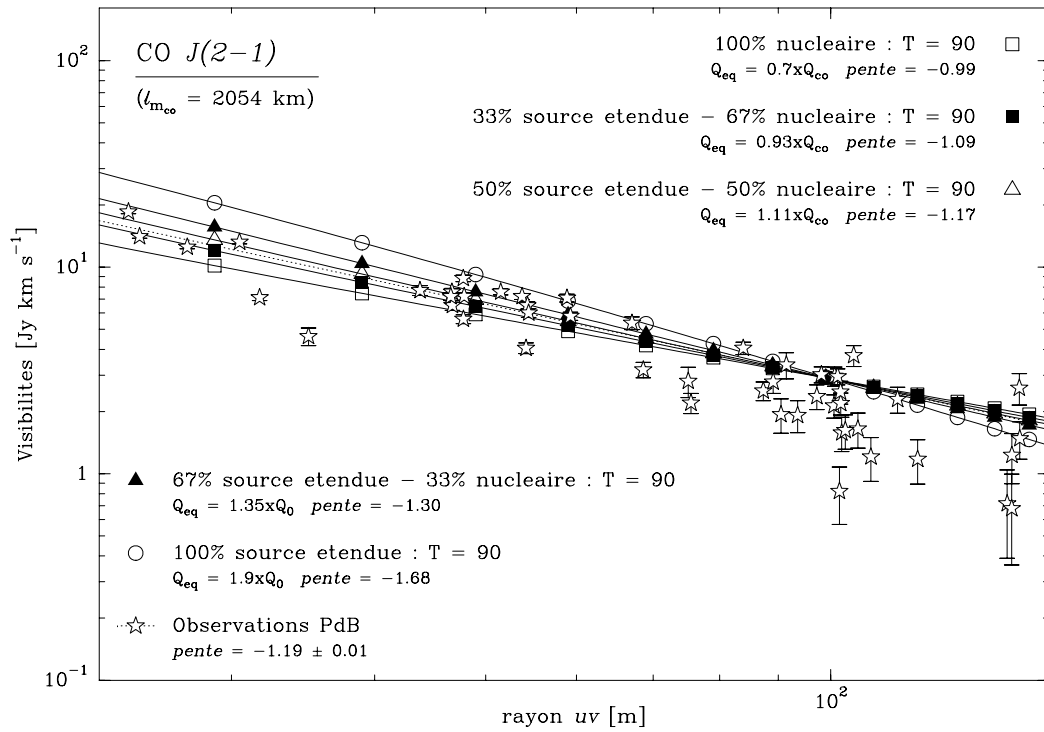


Figure 8.2 – Même graphique que la figure 8.1 en échelle log-log.

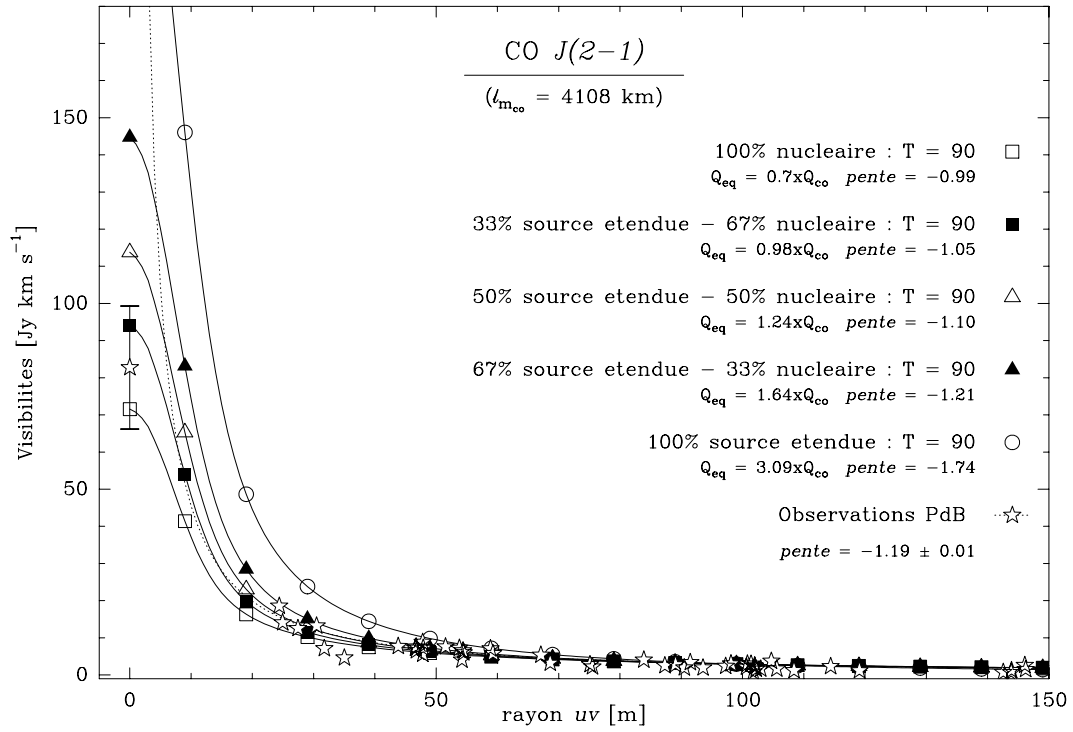


Figure 8.3 – Même légende que pour la figure 8.1, mais avec un parent de CO ayant une longueur d'échelle de $\sim 4000 \text{ km}$.

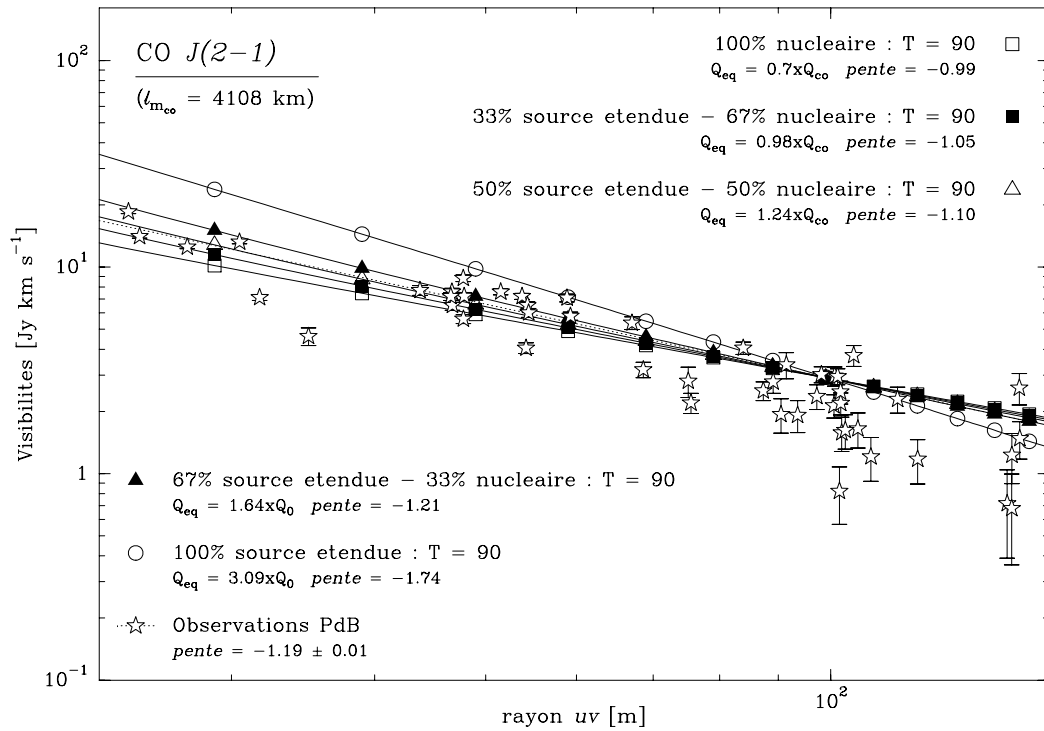


Figure 8.4 – Même graphique que la figure 8.3 en échelle log-log.

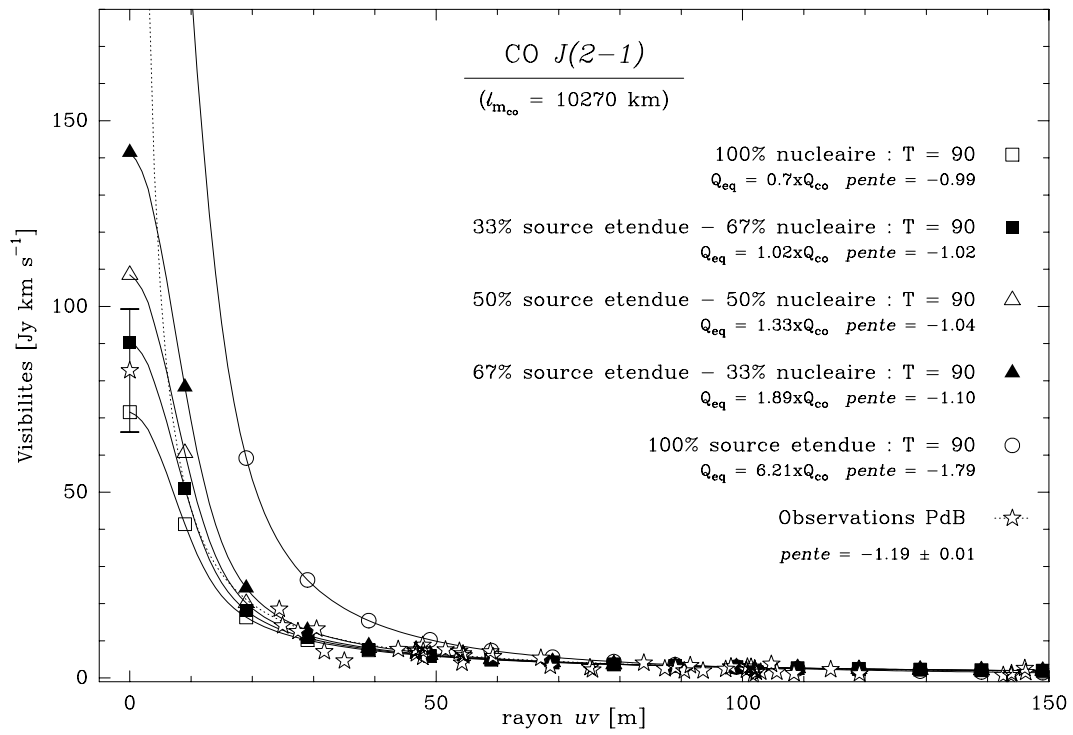


Figure 8.5 – Même légende que pour la figure 8.1, mais avec un parent de CO ayant une longueur d'échelle de $\sim 10\,000 \text{ km}$.

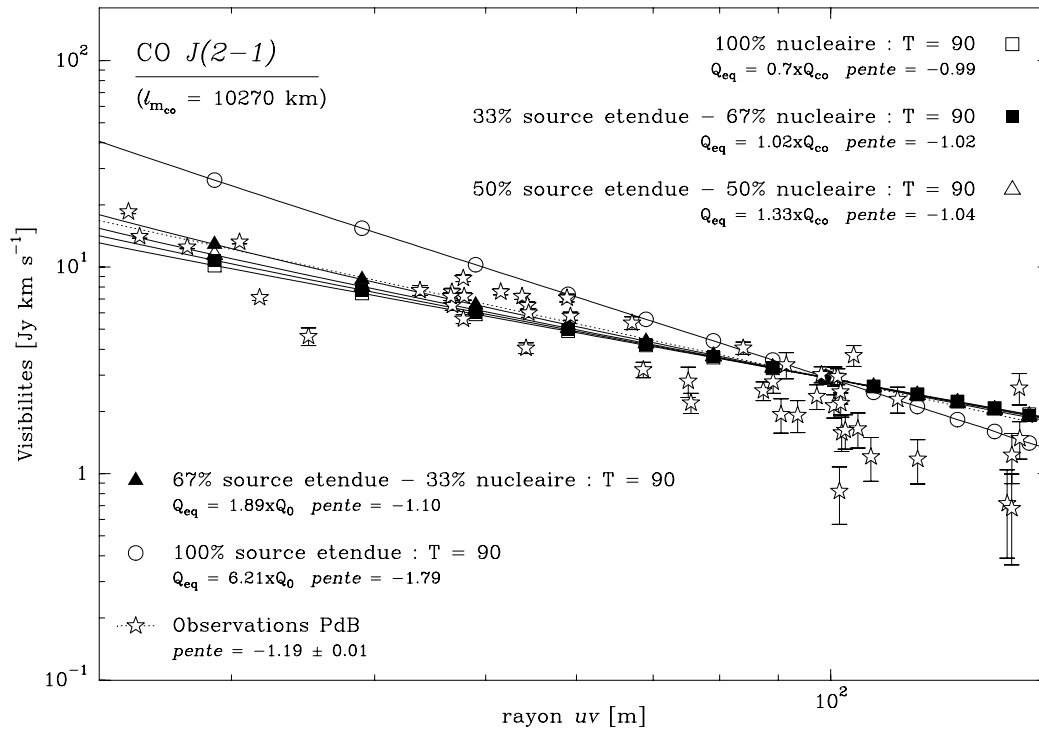


Figure 8.6 – Même graphique que la figure 8.5 en échelle log-log.

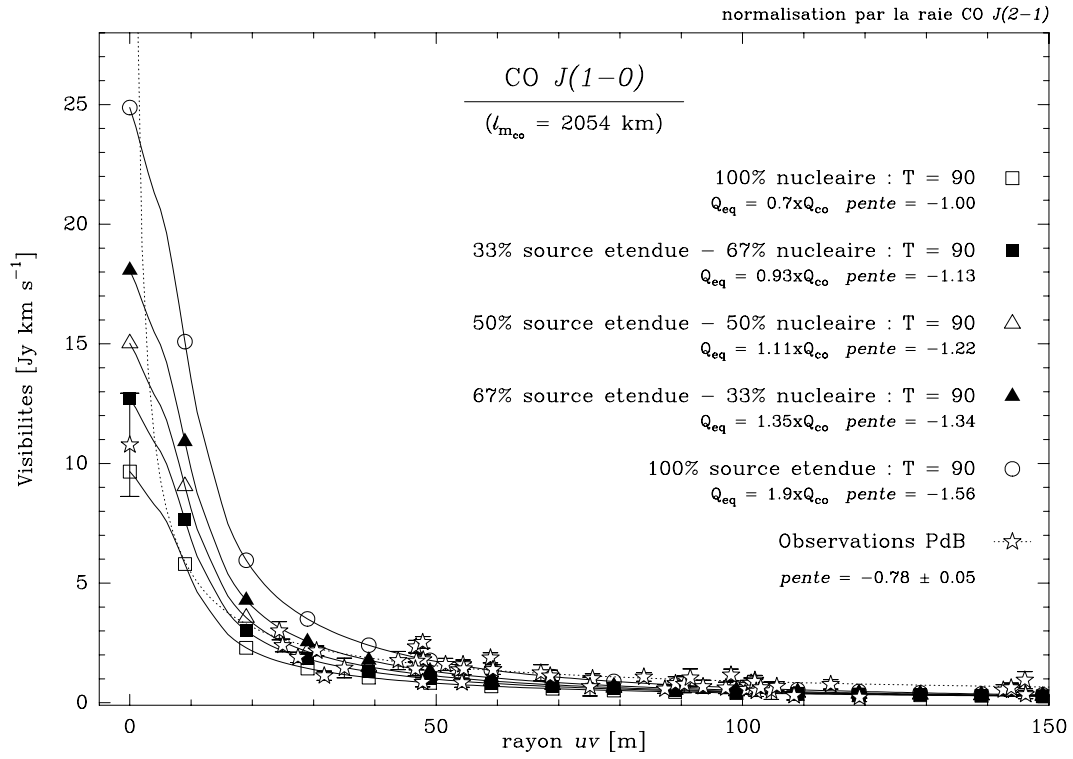


Figure 8.7 – Évolution radiale des visibilités de CO $J(1-0)$, pour les observations et pour différentes simulations. Le parent de CO a une longueur d'échelle de $\sim 2000 \text{ km}$. Les simulations ont été normalisées avec le même coefficient multiplicateur que pour les les simulation de la raie $J(2-1)$.

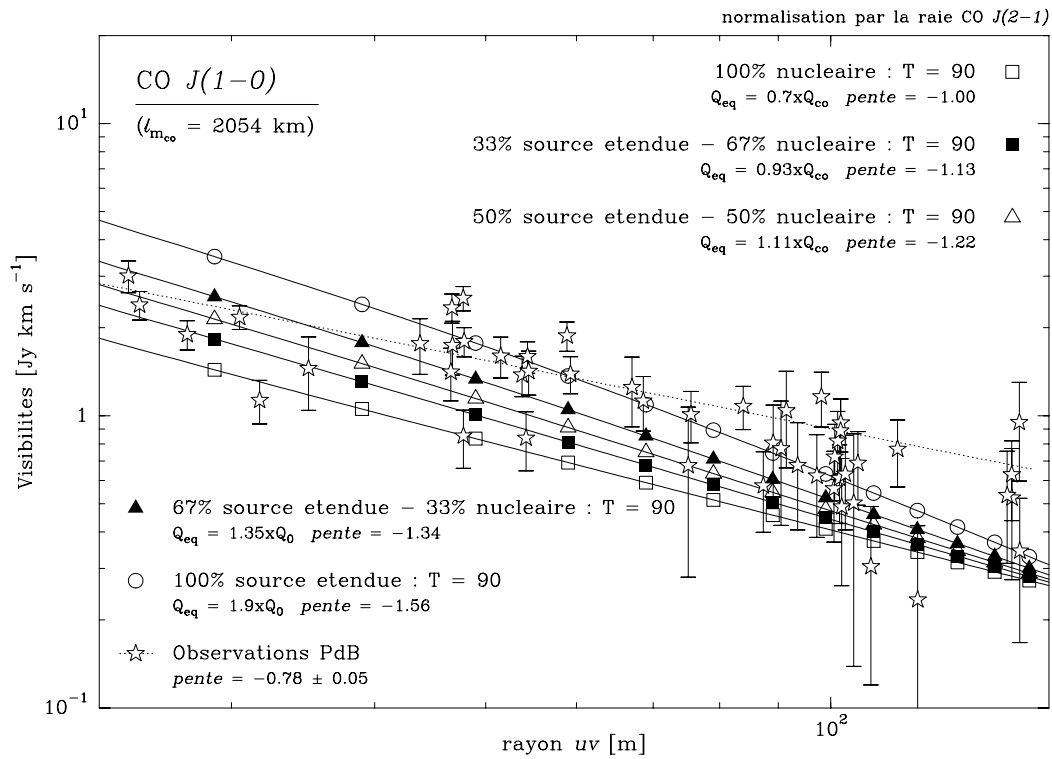


Figure 8.8 – Même graphique que la figure 8.7 en échelle log-log.

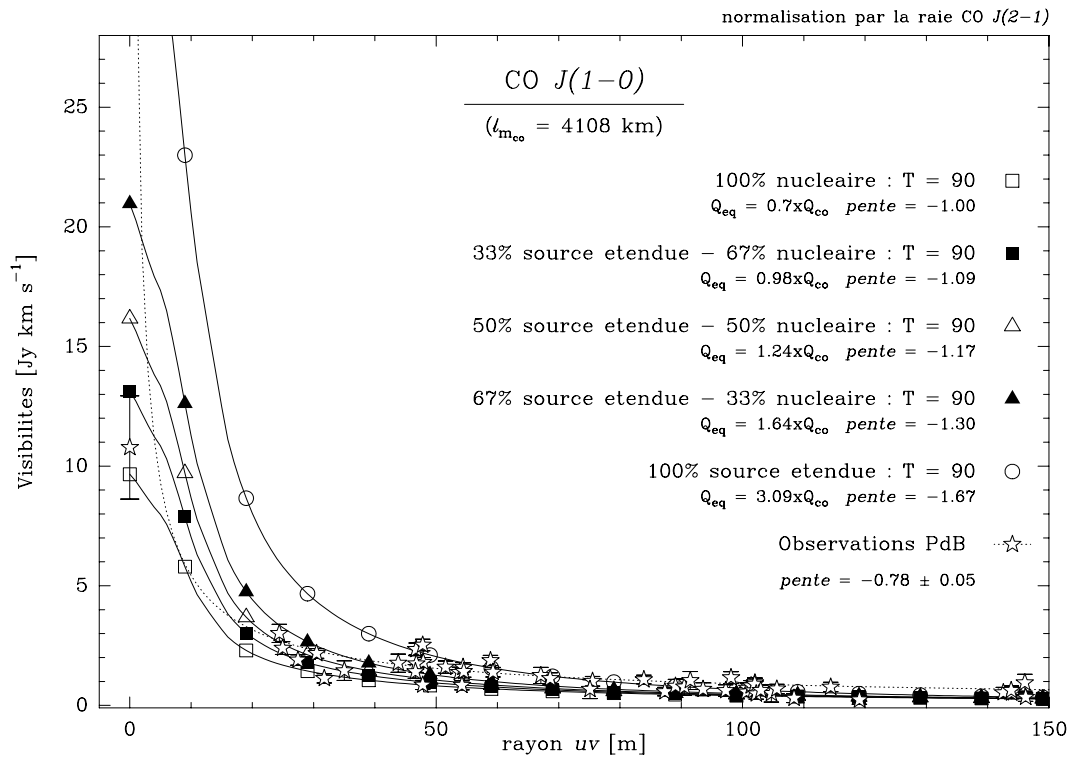


Figure 8.9 – Même légende que pour la figure 8.7, mais avec un parent de CO ayant une longueur d'échelle de $\sim 4000 \text{ km}$.

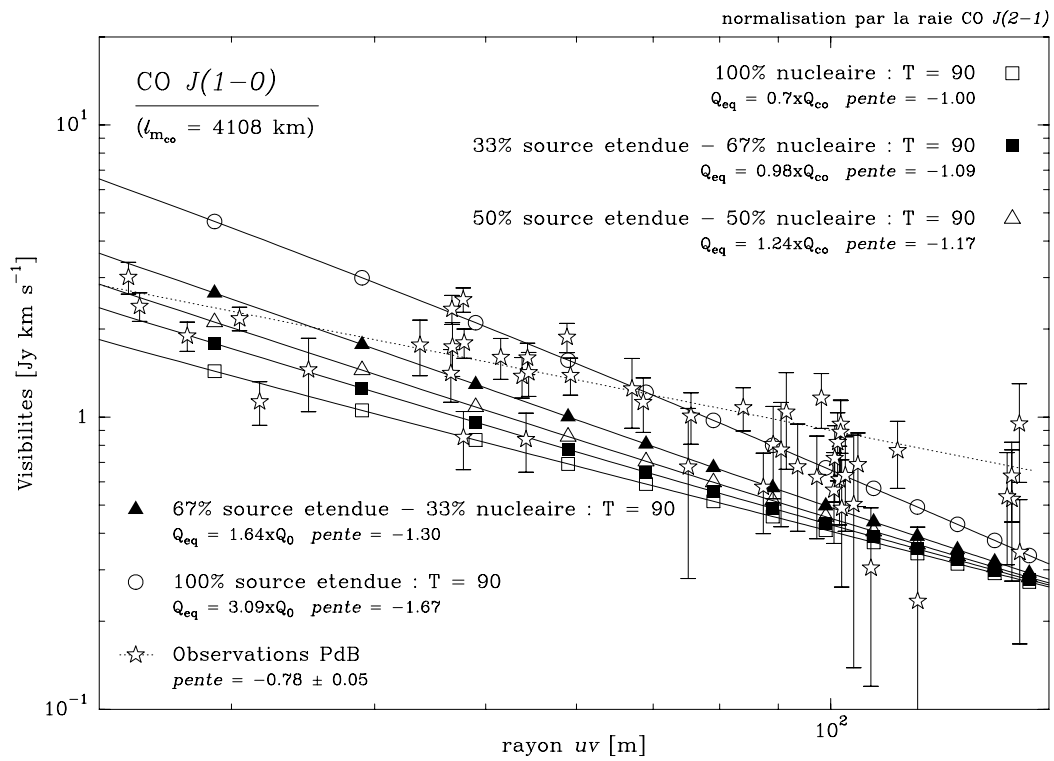


Figure 8.10 – Même graphique que la figure 8.9 en échelle log-log.

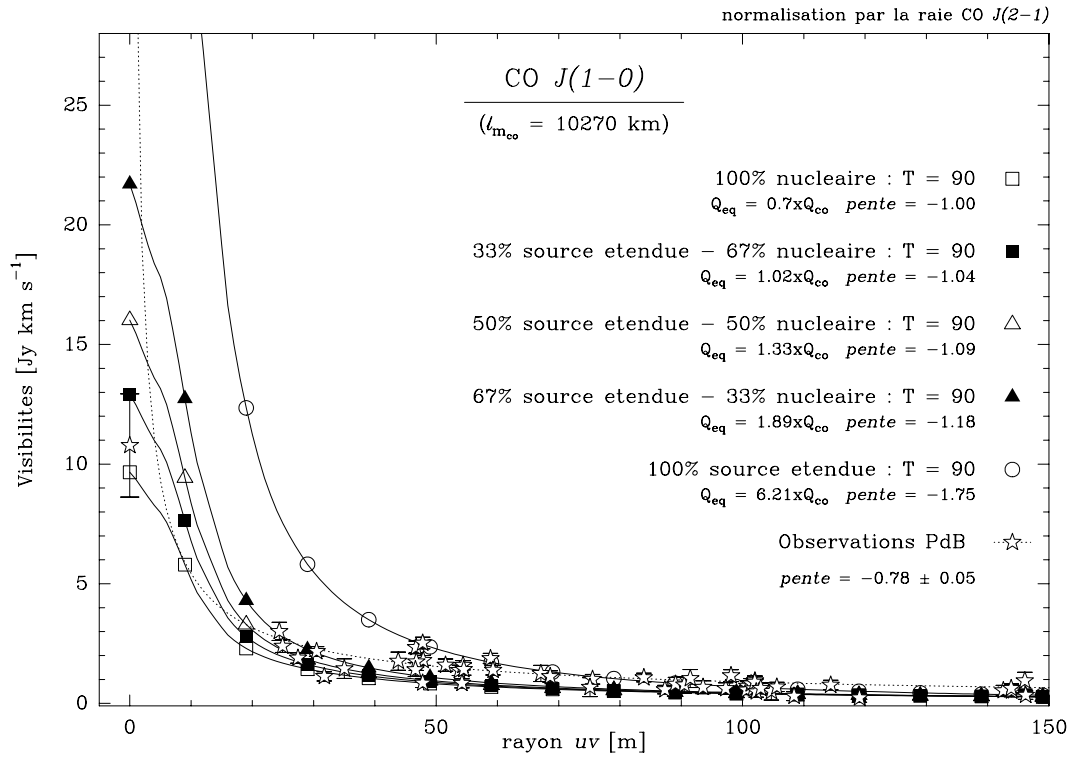


Figure 8.11 – Même légende que pour la figure 8.7, mais avec un parent de CO ayant une longueur d'échelle de $\sim 10\,000 \text{ km}$.

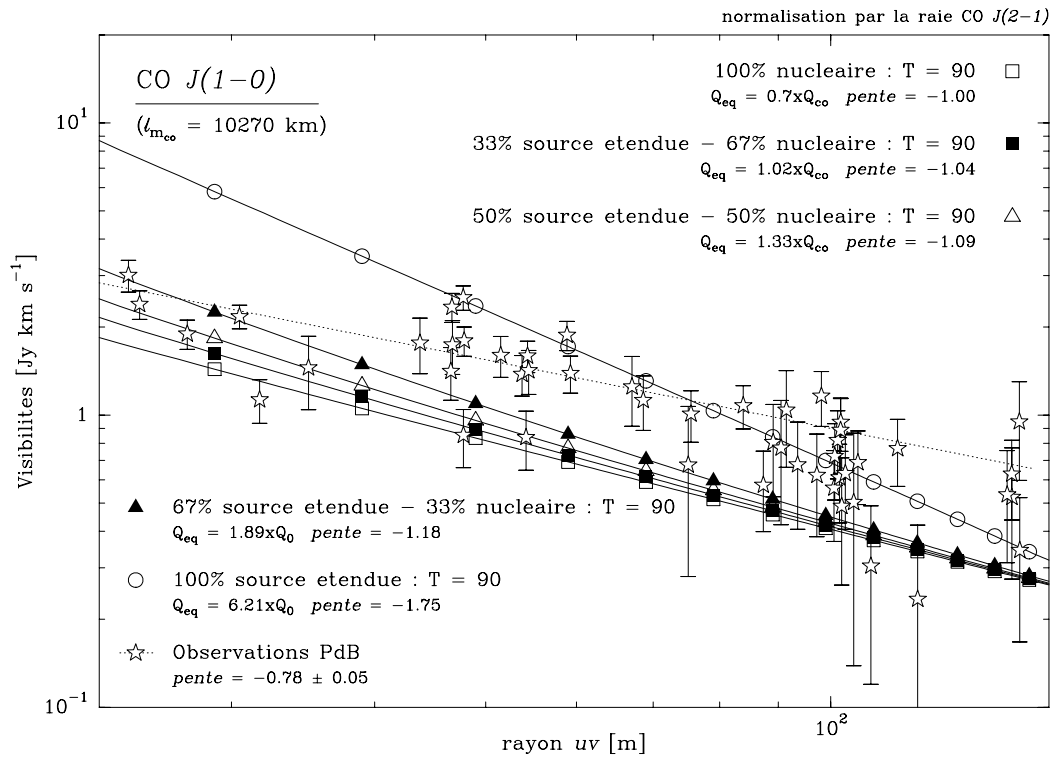


Figure 8.12 – Même graphique que la figure 8.11 en échelle log-log.

où $V_{\nu_i}^{\text{nop}}(\sigma)$ est la visibilité que l'on calculerait si toutes les molécules de CO étaient sur le niveau i . Puisque les régions sondées pour les 2 transitions sont les mêmes, le rapport des populations des niveaux $J=2$ et $J=1$ peut être utilisé comme dans la formule 5.1.6 (page 65), pour déterminer une température de rotation équivalente pour cette région :

$$\overline{T_{rot}}(\sigma) = \frac{(E_1 - E_2)/k}{\ln \left(\frac{g_1}{g_2} \cdot \frac{V_{J(1-0)}^{\text{nop}}(2\sigma)}{V_{J(2-1)}^{\text{nop}}(\sigma)} \cdot \frac{V_{J(2-1)}(\sigma)}{V_{J(1-0)}(2\sigma)} \right)} \quad (8.1.2)$$

Notre modèle nous permet de calculer $V_i^{\text{nop}}(\sigma)$ pour les 2 transitions. Cependant, l'échantillonnage discret des observations ne nous permet pas de trouver 2 lignes de base ayant un rapport de longueur adéquat. Pour pallier cela, deux solutions :

- ◇ utiliser les ajustements calculés pour les évolutions radiales des visibilitées pour chaque transition :

$$V_{J(2-1)}(\sigma) = e^{5.6 \pm 0.04} \sigma^{-1.18 \pm 0.01} \text{ Jy km s}^{-1}$$

$$V_{J(1-0)}(\sigma) = e^{2.4 \pm 0.17} \sigma^{-0.74 \pm 0.04} \text{ Jy km s}^{-1}$$

où σ est le rayon uv exprimé en mètres.

- ◇ interpoler les visibilitées là où il manque des points : pour chaque visibilité de CO $J(2-1)$ échantillonnée à un point de rayon uv σ , on interpole les visibilitées de CO $J(1-0)$ pour estimer la valeur au point 2σ , et inversement.

La figure 8.13 montre les résultats de notre calcul pour les observations et pour un modèle avec une température cinétique de 90 K. On voit que pour ce dernier, on retrouve en effet $T_{rot} = T_{cin}$ (équilibre thermique) pour les grandes lignes de base, c'est-à-dire pour les régions proches du noyau. En revanche, il apparaît que la T_{rot} déduite des observations est incompatible avec le modèle quelle que soit la méthode utilisée (utilisation des ajustements ou interpolation). Pourtant, cette méthode a été employée avec succès pour déterminer la température de rotation du méthanol (Mizrahi, 1998), avec la différence que les raies du CH₃OH avaient des fréquences comparables.

Pour essayer de comprendre le comportement d'une transition par rapport à l'autre, nous avons également mené une petite étude sur les flux. Le flux on-off en Jy km s⁻¹ d'une transition est calculé à partir de l'aire du spectre on-off (figures 5.2) et des formules de conversion données au tableau 4.7. Les cartes interférométriques présentées en figure 5.9 permettent de mesurer le flux pour les lobes synthétiques des observations interférométriques (respectivement $2'' \times 1.37''$ et $3.57'' \times 2.58''$ pour CO $J(2-1)$ et $J(1-0)$). Ces flux interférométriques sont calculés en multipliant la valeur du point central des cartes (en Jy) par le nombre de canaux de vitesse ayant servi à les synthétiser (25) et par la largeur d'un canal (0.1 km s⁻¹). Les valeurs obtenues pour les observations des raies CO $J(2-1)$ et $J(1-0)$ sont données dans le tableau 8.2, et pour les modèles dans le tableau 8.3. Le modèle utilisé ici tient compte des effets d'opacité (Biver, 1997; Biver *et al.*, 1999). Nous avons fait tourner le modèle pour 2 taux de production de CO différents. Dans un cas, le Q_{co} utilisé est proche de celui qui ajuste au mieux les observations on-off avec les dernières réductions de données effectuées ($1.7 \cdot 10^{30} \text{ mol s}^{-1}$), dans l'autre, il est 100 fois plus

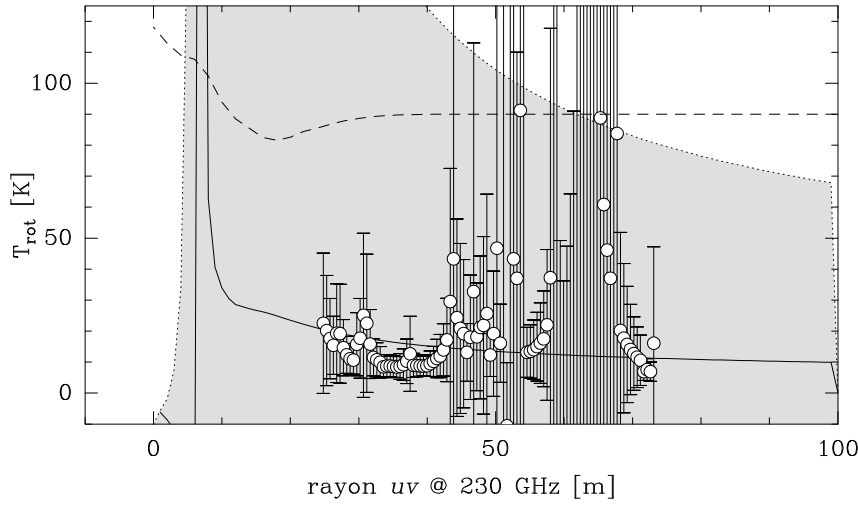


Figure 8.13 – Évolution de la T_{rot} équivalente avec le rayon uv pour les observations interférométriques et pour un modèle avec un T_{cin} de 90 K (courbe en tirets). Pour les observations, les ronds représentent le résultat de la méthode par interpolation, la courbe en trait plein le résultat de l'utilisation des ajustements, et la zone grisée délimitée par des pointillés est la zone d'erreur de cette dernière méthode.

raie	lobe ["]	flux [Jy km s^{-1}]
2–1	2×1.37	4.65
	20.9	82.8
1–0	3.57×2.58	0.925
	41.8	10.8

Tableau 8.2 – Flux calculés d'après les **observations** pour chaque raie, en modes on-off et interférométrique. Pour ce dernier mode, le lobe est elliptique et est défini par son grand axe et son petit axe.

raie	lobe ["]	Q_{co} [mol s^{-1}]	flux [W m^{-2}]	flux [Jy km s^{-1}]
2–1	1.66	$1.7 \cdot 10^{30}$	$4.2 \cdot 10^{-20}$	5.4
		$1.7 \cdot 10^{28}$	$5.4 \cdot 10^{-22}$	$7.0 \cdot 10^{-2}$
	20.8	$1.7 \cdot 10^{30}$	$6.3 \cdot 10^{-19}$	81.5
		$1.7 \cdot 10^{28}$	$6.5 \cdot 10^{-21}$	$8.5 \cdot 10^{-2}$
1–0	3.03	$1.7 \cdot 10^{30}$	$3.2 \cdot 10^{-21}$	0.84
		$1.7 \cdot 10^{28}$	$3.4 \cdot 10^{-23}$	$8.9 \cdot 10^{-3}$
	41.9	$1.7 \cdot 10^{30}$	$4.4 \cdot 10^{-20}$	11.3
		$1.7 \cdot 10^{30}$	$4.4 \cdot 10^{-22}$	0.11

Tableau 8.3 – Flux calculés avec le modèle de Biver *et al.* (1999) et les paramètres donnés dans la table pour les modes on-off et interférométrique. Pour le calcul de flux interférométrique, nous avons utilisé un lobe circulaire dont la surface est égale à celle du lobe synthétique des observations.

faible. On observe que le rapport des flux interférométriques obtenus pour ces deux taux de production pour CO $J(2-1)$ n’est que de 77. Cette différence de $\sim 30\%$ est due au fait que cette raie devient optiquement épaisse pour un lobe de quelques secondes d’arc. Ceci signifie de $\sim 30\%$ du flux du CO situé à moins de $1.66''$ du noyau ne nous est pas parvenu. Notons que les effets d’opacité sont peu significatifs pour la raie CO $J(1-0)$ (6% d’écart seulement). Or, dans tous nos modèles, nous avons supposé que les deux raies étaient optiquement minces. Nos visibilités simulées pour CO $J(2-1)$ ne tiennent donc pas compte de la perte de flux et sont donc surestimées pour les grandes lignes de base. En incluant ces effets dans nos modèles de visibilités, les valeurs des visibilités pour les grandes lignes de base seraient diminuées et celles pour les petites lignes de base resteraient inchangées. Par conséquent, les pentes calculées pour CO $J(2-1)$ seraient plus grandes, ce qui nous rapprocherait des valeurs issues des observations. Les pentes calculées pour $J(1-0)$ resteraient, elles, inchangées. Ce phénomène reste encore à être quantifié, mais il semble améliorer la cohérence entre les modèles et les observations. En effet, il tend à augmenter l’écart entre les pentes des profils de visibilités simulées pour CO $J(2-1)$ et CO $J(1-0)$. Par ailleurs, le rapport des flux $\frac{\text{on-off}}{\text{interféro}}$ est de 17.8 pour les observations $J(2-1)$ et de 15.5 pour les modèles correspondants, en supposant une distribution de molécule mère pure. L’introduction d’une source étendue a tendance à faire augmenter ce rapport. Cela vient donc confirmer la nécessité d’une double provenance de CO dans la coma de Hale-Bopp pour modéliser correctement les observations. En revanche, pour la raie $J(1-0)$, le rapport $\frac{\text{on-off}}{\text{interféro}}$ est de 12 pour les observations et de 13 pour les modèles. Pour cette raie, l’introduction d’une source étendue conduirait à écarter encore plus ces rapports. Il reste donc toujours une incohérence entre les 2 raies de CO observées, dont nous ne comprenons pas la provenance.

8.2 Modèle avec un jet

L’ajout d’un jet dans un modèle où sont présents 2 types de molécules (CO et son parent) est une étape délicate. En effet, selon le mécanisme qui est à l’origine du jet, ce dernier peut n’apparaître dans la coma que dans l’une ou l’autre des molécules, ou bien encore dans les deux. Ces trois possibilités sont donc à prendre en compte. Par la suite nous référencerons ces 3 types de modèles ainsi : “N” pour un jet uniquement présent dans la coma du CO nucléaire, “SE” pour un jet dans la source étendue, et “C” pour la combinaison des deux cas. Dans tous les cas testés ici, nous utiliserons les paramètres issus de l’étude du chapitre 7 : la fraction de CO apportée par le jet est de 35%, le jet a une ouverture de 18° et est émis à une latitude de 20° Nord. Les paramètres de l’axe de rotation du noyau sont $ap_\omega = 220^\circ$ et $\theta_\omega = 80^\circ$. Le tableau 8.4 donne les pentes des profils des visibilités, calculées pour chaque simulation. On remarque que plus la longueur d’échelle du parent est grande, plus les pentes calculées pour $P_{ext} < 1.0$ sont proches de celles calculées pour une distribution de CO entièrement nucléaire. Ceci s’explique par le fait que lorsque le parent commence à produire du CO, le jet est déjà bien dilué dans la coma. Le contraste induit est donc faible. On est alors essentiellement sensible au CO nucléaire. Pour la même raison, les pentes calculées pour un jet de type N ou C présentent peu de différences. Tout comme pour les modélisations radiales, il apparaît que, pour chaque longueur d’échelle du parent, il existe une combinaison source étendue/nucléaire qui permet de reproduire la pente

P_{ext}	localisation du jet	longueur d'échelle du parent à 1 UA.		
		2 000 km	4 000 km	10 000 km
0.00	/	-0.93	-0.93	-0.93
0.33	N	-1.02	-0.99	-0.96
	C	-1.03	-1.00	-0.97
	SE	-1.09	-1.05	-1.01
0.50	N	-1.06	-1.03	-0.97
	C	-1.06	-1.05	-0.99
	SE	-1.15	-1.11	-1.03
0.67	N	-1.19	-1.11	-1.00
	C	-1.15	-1.13	-1.04
	SE	-1.24	-1.20	-1.07
1.00	/	-1.39	-1.48	-1.44

Tableau 8.4 – Pentas des évolutions radiales des visibilités calculées pour CO $J(2-1)$, pour différentes simulations de coma en présence d'un jet. Ses caractéristiques sont celles retenues au chapitre 7. Chaque simulation est caractérisée par son taux de CO produit par une source étendue (P_{ext}), et par la longueur d'échelle de photodissociation de son parent.

des observations. Cependant, les modèles composés uniquement de CO provenant d'une source étendue présentent des pentes beaucoup trop fortes par rapport à celles des observations. Ceci confirme la nécessité d'avoir un mélange de CO nucléaire et de source étendue pour modéliser correctement les observations.

Par ailleurs, la présence d'une source étendue et d'un jet modifie également les formes des modulations. Il conviendrait alors de faire pour chaque composition et chaque longueur d'échelle le même processus de sélection que celui qui a été mené au chapitre 7.

En résumé, la comparaison de l'évolution radiale des visibilités obtenues au Plateau de Bure pour la transition CO $J(2-1)$ à un modèle de coma isotrope suggère qu'une fraction comprise entre 33% et 50% de cette molécule provient d'une source étendue. De plus, la longueur d'échelle de photodissociation du parent peut être estimée inférieure à 2 000 km. L'interprétation des données concernant la transition $J(1-0)$ pose cependant problème. En effet, elle suggère plutôt que le CO est entièrement nucléaire. Un modèle prenant en compte le transfert de rayonnement pourra peut-être éclaircir ce point.

Bibliographie

Biver, N. (1997).

Molécules mères cométaires : observations et modélisations. Thèse de Doctorat, Université Paris VII.

Biver, N., Bockelée-Morvan, D., Colom, P., Crovisier, J., Germain, B., Lellouch, E., Davies, J. K., Dent, W. R. F., Moreno, R., Paubert, G., Wink, J., Despois, D., Lis, D. C., Mehringer, D., Benford, D., Gardner, M., Phillips, T. G., Gunnarsson, M., Rickman, H., Winnberg, A., Bergman, P., Johansson, L. E. B., et Rauer, H. (1999).

Long-term Evolution of the Outgassing of Comet Hale-Bopp From Radio Observations. *Earth Moon & Planets*, **78** :5–11.

Capria, M. T., Coradini, A., De Sanctis, M. C., et Orosei, R. (2000).

CO emission mechanisms in C/1995 O1 (Hale-Bopp). *Astronomy & Astrophysics*, **357** :359–366.

DiSanti, M. A., Mumma, M. J., Dello Russo, N., et Magee-Sauer, K. (2001).

Carbon Monoxide Production and Excitation in Comet C/1995 O1 (Hale-Bopp) : Isolation of Native and Distributed CO Sources. *Icarus*, **153** :361–390.

Eberhardt, P., Krankowsky, D., Schulte, W., Dolder, U., Lammerzähl, P., Berthelier, J. J., Woweries, J., Stubbemann, U., Hodges, R. R., Hoffman, J. H., et Illiano, J. M. (1987).

The CO and N₂ abundance in comet P/Halley. *Astronomy & Astrophysics*, **187** :481–484.

Huebner, W. F., Keady, J. J., et Lyon, S. P. (1992).

Solar Photo Rates for Planetary Atmospheres and Atmospheric Pollutants - Photo Rate Coefficients and Excess Energies. *Astrophysics & Space Science*, **195** :1–294.

Meier, R., Eberhardt, P., Krankowsky, D., et Hodges, R. R. (1993).

The extended formaldehyde source in comet P/Halley. *Astronomy & Astrophysics*, **277** :677–690.

Mizrahi, G. (1998).

Observation en interférométrie millimétrique des molécules CH₃OH et CS dans la comète Hale-Bopp. Mémoire de DEA, Universités de Paris VII-Paris XI.

Conclusion

Étudier une comète en interférométrie millimétrique est une opération complexe. En effet, le signal étant souvent faible, il est nécessaire de moyennner les données dans le temps afin d'obtenir un rapport signal sur bruit correct. Cependant, il est parfois désirable d'avoir une grande résolution temporelle car le signal cométaire varie souvent rapidement : d'une part, la période de rotation des noyaux est en général de quelques heures, et d'autre part, les comètes peuvent présenter des variations d'activité sur une échelle de l'heure ou moins.

Par ailleurs, l'interférométrie millimétrique est une technique relativement nouvelle, et seules les comètes Hyakutake et Hale-Bopp ont pu en bénéficier. Pour cette dernière, c'est la méthode qui consiste à synthétiser des cartes qui a été la plus fréquemment utilisée. Elle a l'avantage de faciliter les comparaisons lorsque l'on dispose d'observations simultanées dans différentes longueurs d'ondes. Citons par exemple la comparaison des cartes de CN (optique) et de HCN (millimétrique) par Woodney *et al.* (2002), ayant mis en valeur les similarités de distribution entre ces deux molécules. La soustraction d'une carte issue d'un modèle à une carte moyenne (de Pater *et al.*, 1998), ou d'une carte moyenne à des cartes moyennées sur une période réduite (2 heures pour Veal *et al.*, 2000) est aussi une méthode classique pour mettre en évidence les structures de la coma, même si elle peut être discutable puisque, nous l'avons vu, synthétiser des cartes à partir d'une période de temps courte peut générer des anisotropies dues à la faiblesse de la couverture du plan uv . À ce jour, une seule publication étudie l'évolution temporelle de jets de gaz (Woodney *et al.*, 2002 pour HCN) en cherchant un compromis entre une bonne couverture uv et une bonne résolution temporelle. La technique utilisée est de replier les données sur la base d'une période de rotation P du noyau, et de moyennner les données ainsi obtenues sur une période de temps de $P/4$. Cette méthode n'est toutefois applicable que si l'on dispose de suffisamment

de données pour la molécule concernée. Nous n'aurions pas pu appliquer cette technique puisque les observations de CO ont duré moins de temps qu'une période de rotation. Aucune de ces méthodes d'analyse d'observations en interférométrie millimétrique ne nous a paru satisfaisante pour exploiter au mieux nos observations. Il a donc fallu développer de nouvelles techniques d'étude.

Le principe de la méthode que nous avons développée est d'étudier les visibilitées directement, ce qui évite les artefacts dus à une faible couverture uv . De plus, les visibilitées sont analysées par ligne de base. En effet, pour l'étude d'une source anisotrope comme peut l'être un noyau cométaire, moyenner le signal provenant de lignes de base distinctes revient à mélanger le signal provenant de molécules ayant des directions de propagation différentes. Cette méthode d'analyse est donc particulièrement adaptée à l'étude d'objets qui présentent des variations temporelles sur des échelles de temps plus petites que l'intervalle d'observation.

Un inconvénient que l'on peut trouver à ce type d'étude est que les visibilitées sont des quantités physiques compliquées à appréhender, car elles ont un comportement étroitement lié au type d'objet analysé. Pour les comètes il y a à peu près une correspondance directe entre la distance au noyau et le rayon uv ; cela est dû à la distribution de brillance en $1/r$ des molécules des atmosphères cométaires. En revanche, pour un objet astronomique ne suivant pas cette distribution de brillance, il n'y aura plus cette pseudo-équivalence. Dans tous les cas, il est nécessaire d'utiliser des modèles pour étudier et comprendre le comportement des visibilitées.

Un autre inconvénient est qu'il complexifie considérablement l'étude. En effet, on doit étudier les différentes composantes du signal (partie réelle, complexe et amplitude) en fonction de plusieurs paramètres : le temps, le rayon uv , l'angle \widehat{uv} . De plus, pour un même objet, toutes les observations ne peuvent pas être étudiées de la même manière. Pour les observations du CO dans la coma de Hale-Bopp, les lignes de base présentent l'avantage d'avoir un rayon uv variant beaucoup avec le temps, et l'analyse du signal en fonction du rayon uv est donc la plus simple. Par contre, les couvertures uv obtenues pour CS et CH₃OH le lendemain, sont nettement moins favorables pour une étude de ce type. En effet, la position de la comète dans le ciel ayant changé, et les observations ayant eu lieu 2 heures plus tard, les lignes de base présentent essentiellement des variations de l'angle \widehat{uv} , les rayons uv variant beaucoup moins. Ainsi, le tracé de l'évolution temporelle en fonction du rayon uv n'est pas possible pour ces deux molécules, et une étude en fonction de l'angle \widehat{uv} paraît plus avantageuse, mais également plus compliquée.

Le programme de modélisation développé pendant ma thèse a permis de mettre en évidence la présence d'un jet spiral de CO dans l'atmosphère de la comète Hale-Bopp. Il a abouti à la détermination de la morphologie et de la localisation de cet jet. Il apparaît qu'un jet situé dans une zone de latitude 0°–30° Nord, délivrant 35% du CO de la coma est nécessaire pour reproduire les observations faites au Plateau de Bure du 11 mars 1997. Nous avons également pu confirmer la position de l'axe de rotation proposée par Jorda et al. (1999) au moment des observations. Cependant, certains aspects des observations ne sont pas correctement modélisés. Les décalages spectraux interférométriques de certaines lignes de base et le rapport des flux des raie de CO $J(2-1)$ et $J(1-0)$ posent encore problème. Nous avons donc noté les améliorations à apporter à ce modèle (par ordre d'importance) :

- ◇ intégrer un code de transfert de rayonnement pour tenir compte des effets d'opacité,
- ◇ ajouter la possibilité de faire varier la vitesse dans le jet,
- ◇ faire varier la forme du jet (en cône évasé par exemple),
- ◇ ajouter la possibilité d'avoir plusieurs jets.

Il est intéressant de comparer la position du jet de CO que nous avons déterminé avec les localisations des jets de poussières. Jorda *et al.* (1999) expliquent leurs observations par la présence de deux jets, dont le plus fort est produit à de hautes latitudes. Vasundhara et Chakraborty (1999) localisent des jets à des latitudes de $+65^\circ$, $+5^\circ$, et -5° à la date de nos observations. Par ailleurs, Lederer et Campins (2002) ont observé des jets de gaz de OH, CN et C₂ (qui sont des molécules filles) à de multiples latitudes correspondant à peu près à celles de Vasundhara et Chakraborty (1999). Quatre ou cinq zones actives, selon les molécules, leur sont nécessaires pour expliquer ces jets, alors qu'un seul jet de CO est suffisant pour reproduire les observations millimétriques du Plateau de Bure. Cependant, il est intéressant de noter que les jets les plus productifs de Lederer et Campins (2002) sont localisés entre les latitudes $+13^\circ$ et $+20^\circ$, ce qui est cohérent avec nos résultats. Par ailleurs, d'autres molécules ont été observées au Plateau de Bure, et les courbes d'évolution temporelle des décalages spectraux on-off ne présentent pas les mêmes caractéristiques (Wink *et al.*, 1999). HCN et H₂CO n'ont aucun décalage spectral positif, suggérant une activité essentiellement diurne, alors que CO et CS sont actifs jour et nuit. Par ailleurs, CO et H₂CO ont des courbes en phase pour la partie diurne, CO et HCN sont en opposition de phase, et CS est également déphasé par rapport aux autres. On constate donc que les origines "géographiques" au niveau du noyau des différentes molécules de gaz et des jets de poussières ne semblent pas identiques. Or, il est souvent dit que les jets de poussières sont créés par une poussée de gaz dans des zones dites actives. Cependant Crifo et Rodionov (1997) et Crifo *et al.* (2002) expliquent qu'une structure observée dans les poussières ne trace pas obligatoirement une surproduction du flux au niveau du noyau à l'endroit d'où cette structure semble venir, et que l'interaction entre deux surface actives peut être à l'origine d'une seule structure observée. Par conséquent, s'il n'y a pas obligatoirement de correspondance directe entre le gaz et la poussière, il n'est pas étonnant que leurs distributions diffèrent. Ainsi, le caractère volatil d'une molécule, le fait qu'elle soit issue directement ou non du noyau ou la longueur d'échelle du parent sont autant de paramètres qui pourraient expliquer le comportement des différentes espèces moléculaires. Un modèle complet, incluant les processus de libération du gaz, les équation exactes de l'hydrodynamique, les interactions gaz/gaz et gaz/poussières dans la coma devient nécessaire pour interpréter et relier les différentes observations.

Ce travail se situe dans le cadre de la préparation d'ALMA (Atacama Large Millimeter Array). Cet interféromètre sera constitué de 64 antennes de 12 m de diamètre et couvrira des lignes de base jusqu'à 10 km, permettant de faire des cartes avec une résolution de $0.02''$ à une longueur d'onde de 1 mm. Le principal avantage d'ALMA est qu'il aura une couverture du plan uv quasi parfaite et de façon instantanée. Ceci permettra de s'affranchir de la synthèse d'ouverture qui est le seul moyen actuellement d'avoir une couverture uv importante, mais qui a le défaut de moyenner le signal dans le temps. ALMA permettra la réalisation de cartes interférométriques avec une bonne résolution temporelle permettant l'étude dynamique de l'atmosphère interne

des comètes. Cependant, jusque vers 2009, ce nouvel interféromètre ne sera constitué que d'une dizaine d'antennes, lui conférant ainsi une résolution qui est proche de celle du Plateau de Bure aujourd'hui. La technique d'analyse de données développée dans cette thèse sera donc encore très utile d'ici la fin de la construction d'ALMA.

Bibliographie

Crifo, J. F. et Rodionov, A. V. (1997).

The Dependence of the Circumnuclear Coma Structure on the Properties of the Nucleus. *II. First investigation of the coma surrounding a homogeneous, aspherical nucleus. Icarus*, **129** :72–93.

Crifo, J.-F., Rodionov, A. V., Szegö, K., et Fulle, M. (2002).

Challenging a Paradigm : Do We Need Active and Inactive Areas to Account for Near-Nuclear Jet Activity ? *Earth Moon and Planets*, **90** :227–238.

de Pater, I., Forster, J. R., Wright, M., Butler, B. J., Palmer, P., Veal, J. M., A'Hearn, M. F., et Snyder, L. E. (1998).

BIMA and VLA Observations of Comet Hale-Bopp at 22-115 GHz. *Astronomical Journal*, **116** :987–996.

Jorda, L., Rembor, K., Lecacheux, J., Colom, P., Colas, F., Frappa, E., et Lara, L. M. (1999).

The Rotational Parameters of Hale-Bopp (C/1995 O1) from Observations of the Dust Jets at Pic du Midi Observatory. *Earth Moon & Planets*, **77** :167–180.

Lederer, S. M. et Campins, H. (2002).

Evidence for chemical heterogeneity in the nucleus of C/1995 O1 (Hale-Bopp). *Earth Moon & Planets*, **90** :381–389.

Vasundhara, R. et Chakraborty, P. (1999).

Modeling of Jets from Comet Hale-Bopp (C/1995 O1) : Observations from the Vainu Bappu Observatory. *Icarus*, **140** :221–230.

Veal, J. M., Snyder, L. E., Wright, M., Woodney, L. M., Palmer, P., Forster, J. R., de Pater, I., A'Hearn, M. F., et Kuan, Y.-J. (2000).

An Interferometric Study of HCN in Comet Hale-Bopp (C/1995 O1). *Astronomical Journal*, **119** :1498–1511.

Wink, J., Bockelée-Morvan, D., Despois, D., Colom, P., Biver, N., Crovisier, J., Gérard, E., Lellouch, E., Davies, J. K., Dent, W. R. F., et Jorda, L. (1999).

Evidences for extended sources and temporal modulations in molecular observations of C/1995 O1 (Hale-Bopp) at the IRAM interferometer. *Earth Moon & Planets*, **78** :63–63.

- Woodney, L. M., A'Hearn, M. F., Schleicher, D. G., Farnham, T. L., McMullin, J. P., Wright, M. C. H., Veal, J. M., Snyder, L. E., de Pater, I., Forster, J. R., Palmer, P., Kuan, Y.-J., Williams, W. R., Cheung, C. C., et Smith, B. R. (2002). Morphology of HCN and CN in Comet Hale-Bopp (1995 O1). *Icarus*, **157** :193–204.

Annexe A

Quelques démonstrations mathématiques

A.1 Expression du diagramme de rayonnement

Démonstration pour une dimension : considérons une onde incidente de longueur d'onde λ , passant par une ouverture de dimension D .

◇ déphasage entre les rayons 1 et 2 :

$$\phi = \frac{2\pi\Delta}{\lambda} = \frac{2\pi x \sin \theta}{\lambda} \approx \frac{2\pi x\theta}{\lambda}$$

◇ l'onde passant par M s'écrit :

$$E = E_0 e^{i(2\pi\nu t - \phi)} = E_0 e^{2i\pi\nu t} e^{-2i\pi x\theta/\lambda}$$

◇ l'amplitude reçue en P dans la direction θ est la somme des ondes incidentes dans cette direction passant par l'ouverture D , et s'exprime donc ainsi :

$$A(\theta) = \int_{-D/2}^{+D/2} E_0 e^{2i\pi\nu t} e^{-2i\pi x\theta/\lambda} dx \quad (\text{A.1.1})$$

$$= E_0 e^{2i\pi\nu t} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) e^{-2i\pi x\theta/\lambda} dx \quad (\text{A.1.2})$$

$$= \text{TF}(f(x)) \quad (\text{A.1.3})$$

$$= D E_0 e^{2i\pi\nu t} \underbrace{\text{sinc}\left(\frac{\pi D\theta}{\lambda}\right)}_{g(\theta)}, \quad (\text{A.1.4})$$

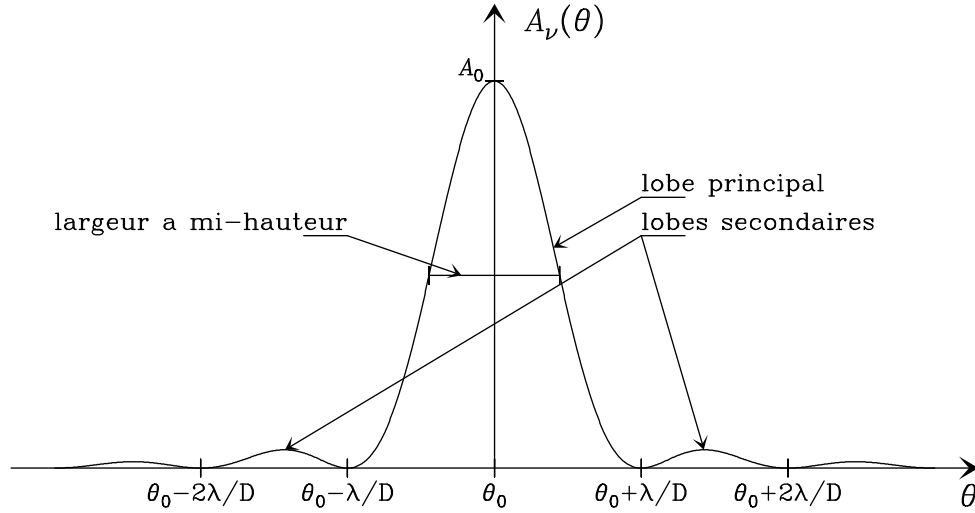


Figure A.1.1 – Figure de lobe d'une antenne parfaite de diamètre D pointant dans la direction θ_0 , pour une longueur d'onde λ . Ce lobe suit une loi en $\sin(x)/x$ centrée sur θ_0 . A_0 est l'aire effective de l'antenne.

où TF signifie Transformée de Fourier, $f(x) = \begin{cases} 1 & \text{si } x \in [-D/2, +D/2], \\ 0 & \text{ailleurs.} \end{cases}$, et $g(\theta)$ est le gain directionnel de l'antenne à une dimension. En pratique, la réponse d'une antenne observant une source ponctuelle permet de déterminer ce gain.

A.2 Relation entre le lobe de l'antenne et la surface collectrice efficace

Considérons une antenne enfermée dans une enceinte se comportant comme un corps noir à la température T . La densité de rayonnement u_ν à la fréquence ν d'un tel corps noir suit la loi de Planck :

$$u_\nu d\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} d\nu \quad (\text{A.2.1})$$

La brillance (densité de rayonnement par unité de fréquence et par unité d'angle solide) B_ν d'une telle source est :

$$B_\nu d\nu = \frac{u_\nu}{4\pi} d\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} d\nu \quad (\text{A.2.2})$$

Dans le domaine radio, on se situe dans l'approximation de Rayleigh-Jeans, où $h\nu/kT \ll 1$. On peut donc écrire :

$$e^{h\nu/kT} \sim 1 + \frac{h\nu}{kT} + \dots \quad (\text{A.2.3})$$

Ce qui nous donne :

$$B_\nu d\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{(1 + h\nu/kT) - 1} d\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{kT}{h\nu} d\nu \quad (\text{A.2.4})$$

$$B_\nu d\nu = \frac{2kT}{\lambda^2} d\nu \quad (\text{A.2.5})$$

La puissance W_ν reçue par l'antenne est :

$$W_\nu d\nu = \frac{1}{2} A_{\text{eff}} \iint_{4\pi} B_\nu(\theta, \varphi) P_n(\theta, \varphi) d\Omega d\nu \quad (\text{A.2.6})$$

Le facteur $\frac{1}{2}$ correspond au fait qu'une antenne n'est en général sensible qu'à une seule polarisation de l'onde. Le rayonnement du corps noir étant isotrope, on a $B_\nu(\theta, \varphi) = B_\nu$. Donc :

$$W_\nu d\nu = \frac{1}{2} A_{\text{eff}} B_\nu \iint_{4\pi} P_n(\theta, \varphi) d\Omega d\nu = \frac{1}{2} A_{\text{eff}} B_\nu \Omega_A d\nu = A_{\text{eff}} \frac{kT}{\lambda^2} \Omega_A d\nu \quad (\text{A.2.7})$$

Or, d'après le théorème de Nyquist, la puissance reçue par l'antenne est également :

$$W_\nu d\nu = kT d\nu \quad (\text{A.2.8})$$

En égalant (A.2.7) et (A.2.8), on obtient :

$$\frac{kT}{\lambda^2} A_{\text{eff}} \Omega_A = kT \quad (\text{A.2.9})$$

et finalement :

$$\boxed{A_{\text{eff}} \Omega_A = \lambda^2} \quad (\text{A.2.10})$$

A.3 Calcul à deux dimensions de la TF d'une fonction en $1/r$

Dans un plan de coordonnées cartésiennes (x, y) et polaires (r, θ) , on définit la fonction f :

$$f(x, y) = \frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2}}$$

$$f(r, \theta) = \frac{1}{r}$$

On nomme F sa Transformée de Fourier (TF) définie dans l'espace de Fourier de coordonnées cartésiennes (u, v) et polaires (σ, α) :

$$F(u, v) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2}} \exp(-2i\pi(ux + vy)) dx dy$$

$$F(\sigma, \alpha) = \int_0^{+\infty} \int_0^{2\pi} \frac{1}{r} \exp(-2i\pi r \sigma \cos(\theta - \alpha)) r dr d\theta$$

$$= \int_0^{+\infty} \int_0^{2\pi} \exp(-2i\pi r \sigma \cos(\alpha - \theta)) dr d\theta$$

Évaluons d'abord l'intégrale sur θ que l'on peut simplifier de la façon suivante :

$$\Theta(r) = \int_0^{2\pi} \exp(-2i\pi r \sigma \cos(\theta - \alpha)) d\theta = \int_0^{2\pi} \exp(-2i\pi r \sigma \cos \theta) d\theta$$

car l'intégrale porte sur la totalité de la période de la fonction cos. Séparons en deux l'intégrale, et effectuons le changement de variable $\beta = \theta - \pi$:

$$\Theta(r) = \int_0^\pi \exp(-2i\pi r \sigma \cos \theta) d\theta + \int_\pi^{2\pi} \exp(-2i\pi r \sigma \cos \theta) d\theta$$

$$= \int_0^\pi \exp(-2i\pi r \sigma \cos \theta) d\theta + \int_0^\pi \exp(2i\pi r \sigma \cos \beta) d\beta$$

Ces intégrales peuvent s'exprimer en fonction de la fonction de Bessel du premier type d'ordre 0 définie ainsi :

$$J_0(z) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \exp(iz \cos \theta) d\theta$$

Cette fonction étant paire, notre intégrale $\Theta(r)$ devient alors :

$$\Theta(r) = \pi J_0(2\pi r\sigma) + \pi J_0(-2\pi r\sigma) = 2\pi J_0(2\pi r\sigma)$$

Reprenons alors le calcul de la fonction F :

$$F(\sigma, \alpha) = \int_0^{+\infty} 2\pi J_0(2\pi r\sigma) dr$$

Le changement de variable $u = 2\pi r\sigma$, nous amène à :

$$F(\sigma, \alpha) = \int_0^{+\infty} \frac{du}{2\pi\sigma} 2\pi J_0(u) = \frac{1}{\sigma} \int_0^{+\infty} J_0(u) du$$

J_0 étant normalisée ($\int_0^{+\infty} J_0(u) du = 1$), on obtient finalement :

$$F(\sigma, \alpha) = \frac{1}{\sigma} \text{ soit } F(u, v) = \frac{1}{\sqrt{u^2 + v^2}}$$

La transformée de Fourier à deux dimensions d'une fonction en $1/r$ est donc bien une fonction en $1/\sigma$.

Annexe B

Mode d'emploi pratique du modèle

B.1 Simulation d'une table *uv* correspondant à un instantané de la coma

La figure B.1.1 présente l'organisation des fichiers et programmes utilisés pour simuler une table *uv*.

B.1.1 Fichiers de configuration

La plupart des fichiers de configuration sont utilisables quelles que soient la comète et la molécule. Le nom de ces fichiers est alors du type `nomxx.yy` où `xx` est le nom de la molécule à prendre en considération et `yy` est le nom abrégé de la comète. La description de ces fichiers de configuration est faite ici pour la comète Hale-Bopp `xx=hb` et la molécule de monoxyde de carbone `yy=co`.

Les programmes d'excitation, de transfert de rayonnement et de modèle d'atmosphère lisent les données de ces fichiers depuis les unités logiques précisées entre parenthèses. Cela permet d'avoir plusieurs modèles d'excitation en réserve, stockés sous différents noms. Par exemple pour des modèles ayant des température cinétiques différentes, on aura `cometco.hb-t90`, `cometco.hb-t100` et `cometco.hb-t120`, pour $T = 90, 100$ et 120 K. On choisira alors le modèle en liant l'un de ces fichiers à l'unité logique 10. Sous UNIX : `ln -s cometco.hb-t90 fort.10`.

cometco.hb (10)

Il contient les informations nécessaires à l'exécution des modèles d'excitation (`modelex8.f`) et de transfert de rayonnement (`radiomole9.f`), développés dans le groupe (Biver, 1997).

- ◇ 1^{ère} ligne
 - Nom de la molécule
 - *niv* = nombre de niveaux de rotation à prendre en compte
 - *beta* = taux de photodissociation à 1 UA du Soleil
 - *xne* = facteur multiplicatif appliqué à la densité électronique
 - *Nivdat* = nombre de niveaux considérés pour le calcul
- ◇ 2^{ème} ligne : paramètres d'optimisation du calcul des équations différentielles
 - *meth* = 2
 - *miter* = 1
 - *tol* = $1 \cdot 10^{-5}$
 - *h* = $2 \cdot 10^{-3}$
 - *xcrcs* = facteur multiplicatif appliqué à la surface de contact R_{CS}
- ◇ 3^{ème} ligne
 - *rh* = distance héliocentrique de la comète
 - *Delta* = distance géocentrique de la comète
 - *vexp* = vitesse d'expansion de la coma
 - *te* = température cinétique de la coma
 - *Dte* = augmentation de la température électronique à la distance R_{CS}
- ◇ 4^{ème} ligne
 - *qH2O* = taux de production de H_2O
 - *qmole* = taux de production de la molécule
 - *sigc* = section efficace de collision entre la molécule et H_2O
 - *xtau* = opacité prise en compte dans le calcul de l'excitation
- ◇ 5^{ème} ligne : lobes des antennes pour lesquelles le flux est calculé dans la table de résultats

fluoco.hb (17)

Fichier de sortie de `modelex8.f`. Il contient l'évolution de la distribution des populations sur les *niv* niveaux pris en compte, en fonction de la distance au noyau.

- ◇ lignes 1 à 5 : rappel des données du fichier `cometco.hb`.

- ◇ sur $(niv + 1)/5$ lignes et 5 colonnes, la distance au noyau (en centimètres), et la population relative pour chacun des niveaux à cette distance.

pdbco.hb (11)

Il contient toutes les informations nécessaires à la simulation d'une table *uv* par le modèle d'atmosphère cométaire.

- ◇ β_{mco} = taux de photodissociation (à une distance héliocentrique de 1 UA) de la molécule mère qui produit CO.
- ◇ Q_{co} = taux de production total pour le cas où CO est nucléaire
- ◇ Q_{mco} = taux de production total pour le cas où CO est une molécule fille
- ◇ P_{ext} = proportion de CO produit par une source étendue ($P_{ext} = 0$ si CO provient entièrement du noyau et 1 dans le cas d'une source étendue)
- ◇ $P_{jet} = \frac{f_{co}}{1-f_{co}}$ production relative du jet par rapport à la contribution isotrope (Q_{jet}/Q_{iso})
- ◇ $P, ap_{\omega}, \theta_{\omega}$: période de rotation, angles de position et d'aspect de l'axe de rotation.
- ◇ ψ, θ_0, ϕ_0 : ouverture, et coordonnées sphériques du jet dans le repère (*Oxyz*)
- ◇ $\Delta x/2, N_p$: rayon du champ de vue à modéliser et nombre de points utilisés.
- ◇ dr = paramètre utilisé pour le découpage radial de l'atmosphère : $r_{n+1} = r_n(1 + 1/dr)$
- ◇ r_{min} = distance initiale (en kilomètres) du noyau
- ◇ $d\alpha$ = paramètre utilisé pour le découpage angulaire de l'atmosphère (en θ et ϕ) : $\theta_{n+1} = \theta_n + \pi/d\alpha$.
- ◇ variation de la vitesse avec r ? (o/n). Dans l'affirmative, le fichier **vitesse.dat** doit être fourni.
- ◇ n_{sup}, n_{inf} : niveaux supérieur et inférieur de la transition à modéliser.

vitesse.dat

Description de l'évolution de la vitesse d'expansion de la coma avec la distance au noyau. Le modèle utilise une routine d'interpolation pour obtenir la vitesse à une distance précise du noyau. La vitesse est considérée comme constante pour les distance inférieures et supérieures respectivement à la première et dernière distance données.

- ◇ 1^{ère} colonne : distance au noyau en kilomètres
- ◇ 2^{ème} colonne : vitesse en km s^{-1}

table uv de référence (20)

Table *uv* contenant les observations.

B.1.2 Fichiers de sortie du modèle

Le modèle développé ici se compose de 2 programmes en fortran :

- ◇ `excom.f90` : calcule pour chaque point (r, θ, ϕ) de l'espace la densité de la molécule traitée. Les densités de colonne pour chaque canal de vitesse et chaque parcelle du plan du ciel sont ensuite calculées et stockées dans des fichiers binaires utilisés par `modelvelo.f90`. Les autres fichiers de sortie sont `cometeonoff.dat` et `carteg.dat`.
- ◇ `modelvelo.f90` : simule les observations à partir des fichiers binaires produits par `excom.f90`.

`cometeonoff.dat`

Spectre on-off correspondant à l'instantané modélisé.

- ◇ 1^{ère} colonne : vitesse en km s^{-1}
- ◇ 2^{ème} colonne : brillance en Jansky

`carteg.dat`

Carte des densités de colonne pour le niveau supérieur de la transition. Elles sont données sur une grille régulière de $N_p \times N_p$ points. Le fichier est destiné à être lu par l'instruction `rgdata carteg.dat` de Greg.

- ◇ N, N_{ref}, V_{ref}, pas : nombre de points pour l'axe x , numéro du point de référence, valeur de l'axe x au point de référence, pas
- ◇ commentaire pour l'axe x (vide ici)
- ◇ lignes 3 et 4 : idem pour l'axe y
- ◇ $N_p \times N_p$ valeurs des densités de colonne (une par ligne)

table uv simulée (21)

Le programme `modelvelo.f90` produit la table *uv* nommée `fort.21`, qui est la réplique de la table *uv* originale (`fort.20`), et dans laquelle sont stockées les visibilités simulées par le modèle.

table uv régulièrement échantillonnée (22)

La couverture *uv* des observations étant limitée, celle de la simulation stockée dans `fort.20` l'est également. Le modèle produit donc en plus une table régulièrement échantillonnée en σ et

α (distance et angle dans le plan uv). Cela permet d'avoir un instantané des visibilitées dans tout le plan uv .

B.2 Réalisation d'une table uv composite

La fabrication d'une table uv composite nécessite qu'une rotation entière ait été simulée en N étapes. Le programme informatique `transfo.f90` permet de calculer les N positions (θ_0, ϕ_0) que prend un jet au cours d'une rotation, à partir d'une position initiale donnée. Le programme `modelvelo.f90` est donc exécuté N fois, et le fichier `pdbco.hb` doit être modifié en conséquence à chaque itération. Chaque table uv i produite par `modelvelo.f90` doit être liée à une unité logique de numéro $30+i$, dans l'ordre chronologique de la rotation de la comète. La figure B.2.1 présente l'organisation des entrées et sorties des programmes concernés.



compo.dat

Il donne à `composite-uv.f90` les éléments permettant la réalisation d'une table uv composite.

- ◇ N = nombre de tables uv simulant une rotation complète
- ◇ Δt = intervalle de temps entre 2 simulations
- ◇ X = numéro de la table de début

Bibliographie

Biver, N. (1997).

Molécules mères cométaires : observations et modélisations. Thèse de Doctorat, Université Paris VII.

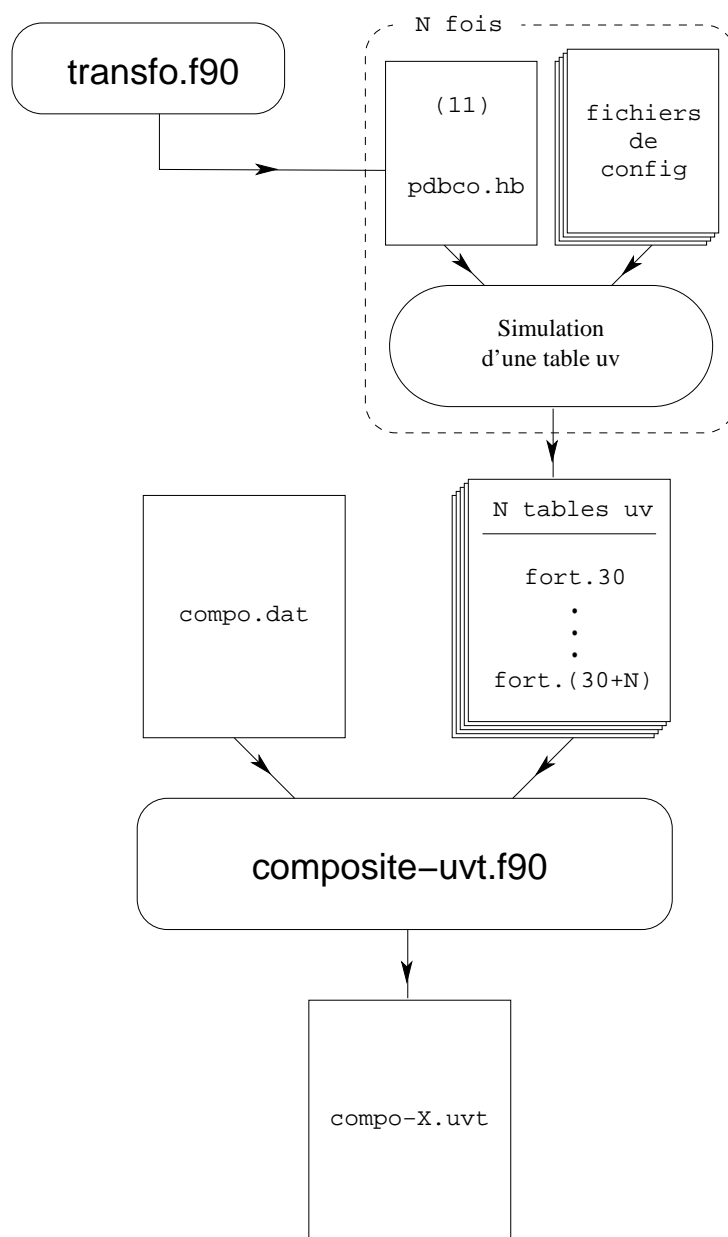


Figure B.2.1 – Schéma de l'organisation des programmes et des fichiers pour la production d'une table uv composite à partir de N tables uv , la $X^{\text{ème}}$ étant celle prise comme l'origine des temps.

Annexe C

Données simulées par le modèle

Sommaire

C.1	Modèle $\ell = 10^\circ$, $\Psi = 11.9^\circ$, $f_{co} = 33.6\%$, $\theta_\omega = 80^\circ$, $ap_\omega = 210^\circ$	176
C.2	Modèle $\ell = 20^\circ$, $\Psi = 18.3^\circ$, $f_{co} = 35.5\%$, $\theta_\omega = 80^\circ$, $ap_\omega = 210^\circ$	180
C.3	Modèle $\ell = 30^\circ$, $\Psi = 33.1^\circ$, $f_{co} = 47.8\%$, $\theta_\omega = 80^\circ$, $ap_\omega = 210^\circ$	184
C.4	Modèle $\ell = 20^\circ$, $\Psi = 18.3^\circ$, $f_{co} = 35.5\%$, $\theta_\omega = 80^\circ$, $ap_\omega = 200^\circ$	188
C.5	Modèle $\ell = 20^\circ$, $\Psi = 18.3^\circ$, $f_{co} = 35.5\%$, $\theta_\omega = 80^\circ$, $ap_\omega = 220^\circ$	192

C.1 Modèle $\ell = 10^\circ$, $\Psi = 11.9^\circ$, $f_{co} = 33.6\%$, $\theta_\omega = 80^\circ$, $ap_\omega = 210^\circ$

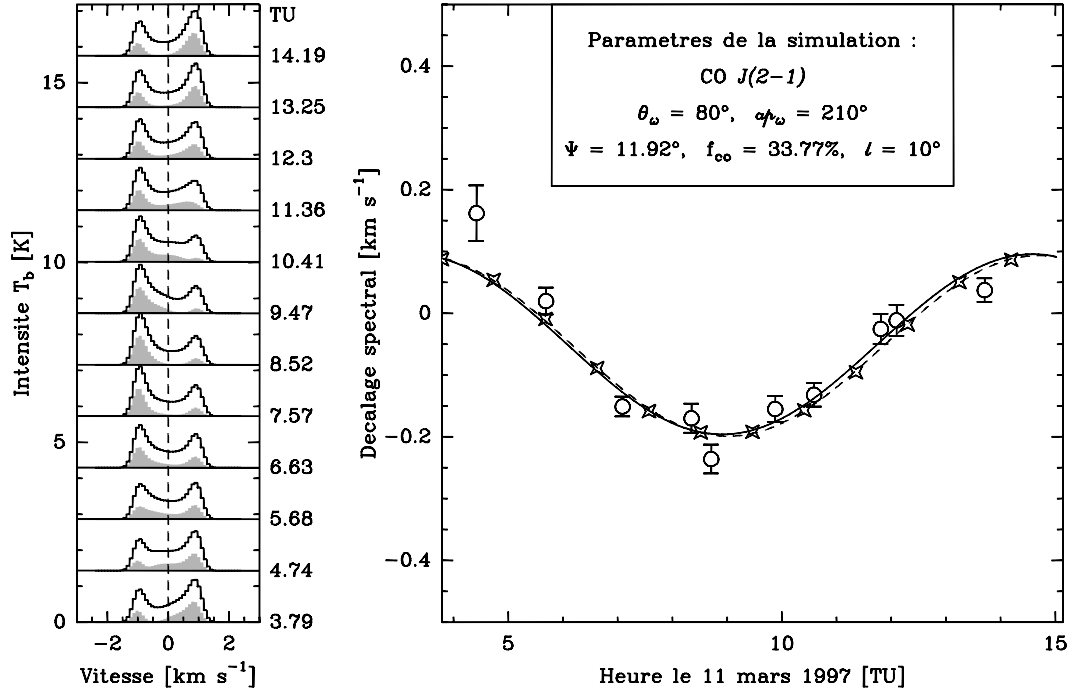


Figure C.1.1 – Spectres on-off et décalages spectraux associés.

base	décalages spectraux			visibilités
	\mathcal{A} [km s ⁻¹]	v_0 [km s ⁻¹]	t_0 [TU]	χ^2
on-off	0.292	-0.053	11.864	/
3-4 (32 m)	0.924	-0.012	10.495	905
1-5 (48 m)	0.976	-0.119	10.185	339
1-4 (55 m)	1.048	-0.085	10.224	395
1-3 (60 m)	1.122	0.008	10.339	133
2-4 (88 m)	0.962	-0.051	10.006	188
3-5 (101 m)	1.062	-0.065	10.011	41
4-5 (102 m)	1.008	-0.106	9.858	54
1-2 (109 m)	0.938	-0.113	9.782	46
2-3 (120 m)	0.944	-0.061	9.796	36
2-5 (147 m)	0.898	-0.147	9.644	64

Tableau C.1.1 – Pour chaque ligne de base, les colonnes 2, 3 et 4 donnent respectivement l'amplitude, la vitesse moyenne et l'heure d'annulation ascendante du résultat de l'ajustement de l'évolution temporelle des décalages spectraux à une sinusoïde. La colonne 5 donne le résultat du calcul du χ^2 entre les visibilités observées et simulées (cf. eq. 7.4.3).

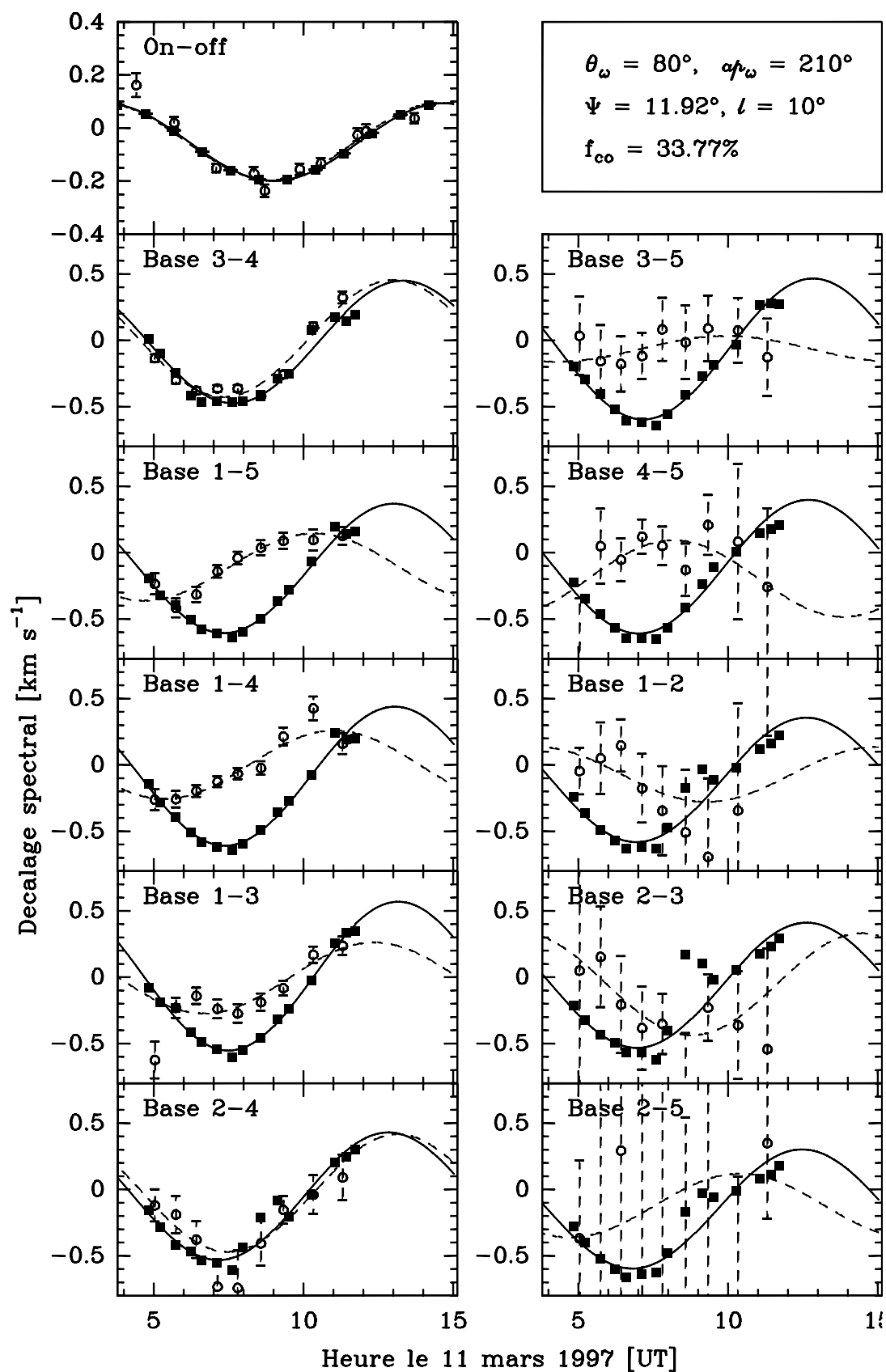


Figure C.1.2 – Évolution temporelle des décalages spectraux interférométriques.

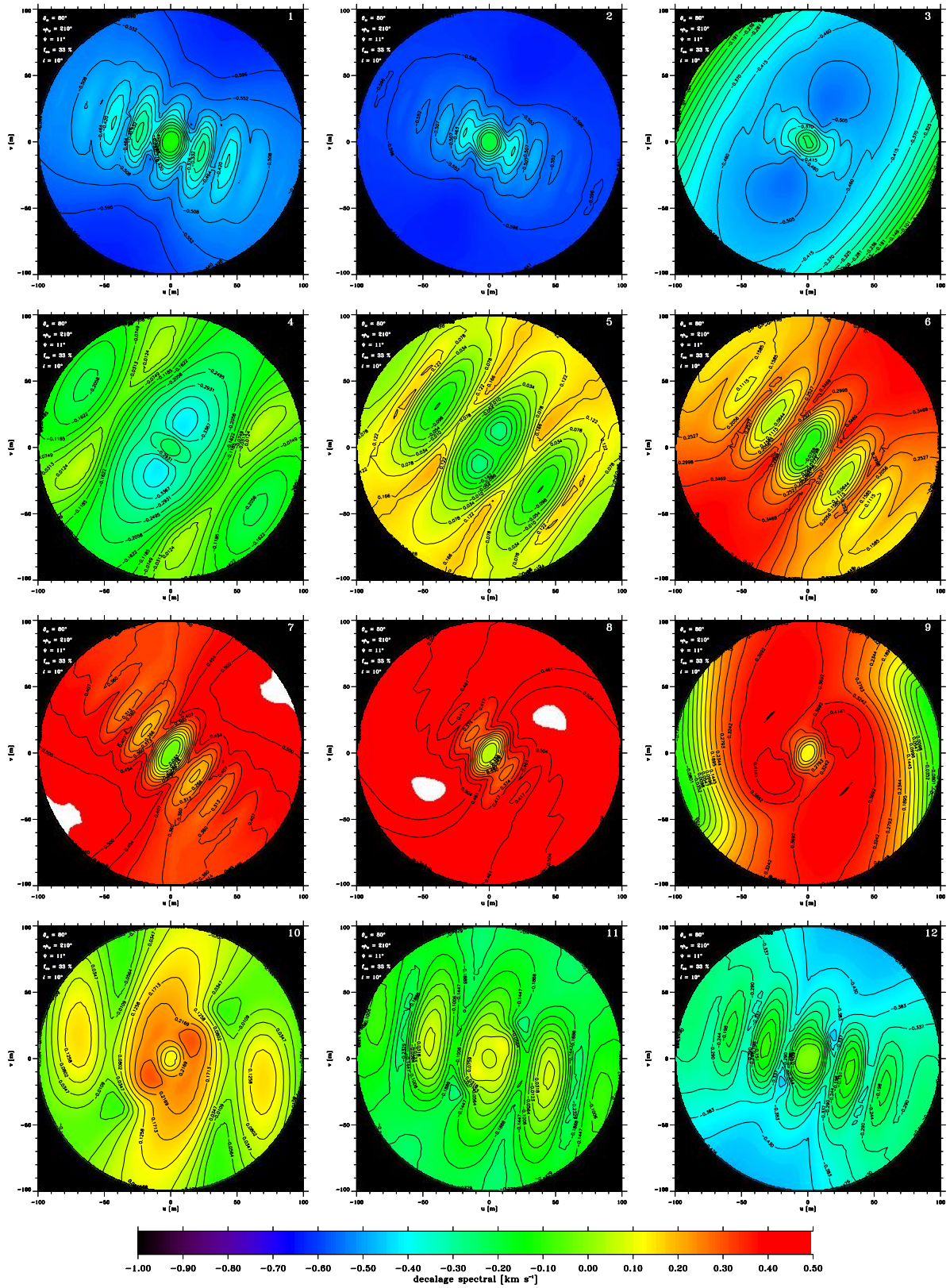


Figure C.1.3 – Cartes des décalages spectraux interférométriques.

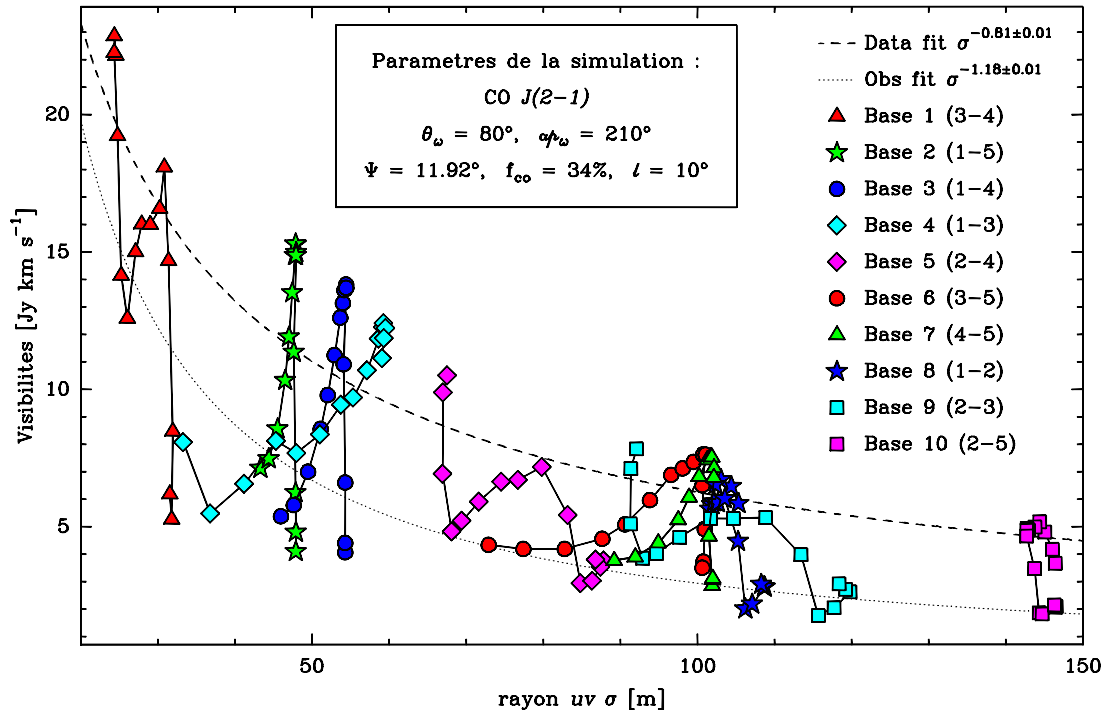


Figure C.1.4 – Visibilités.

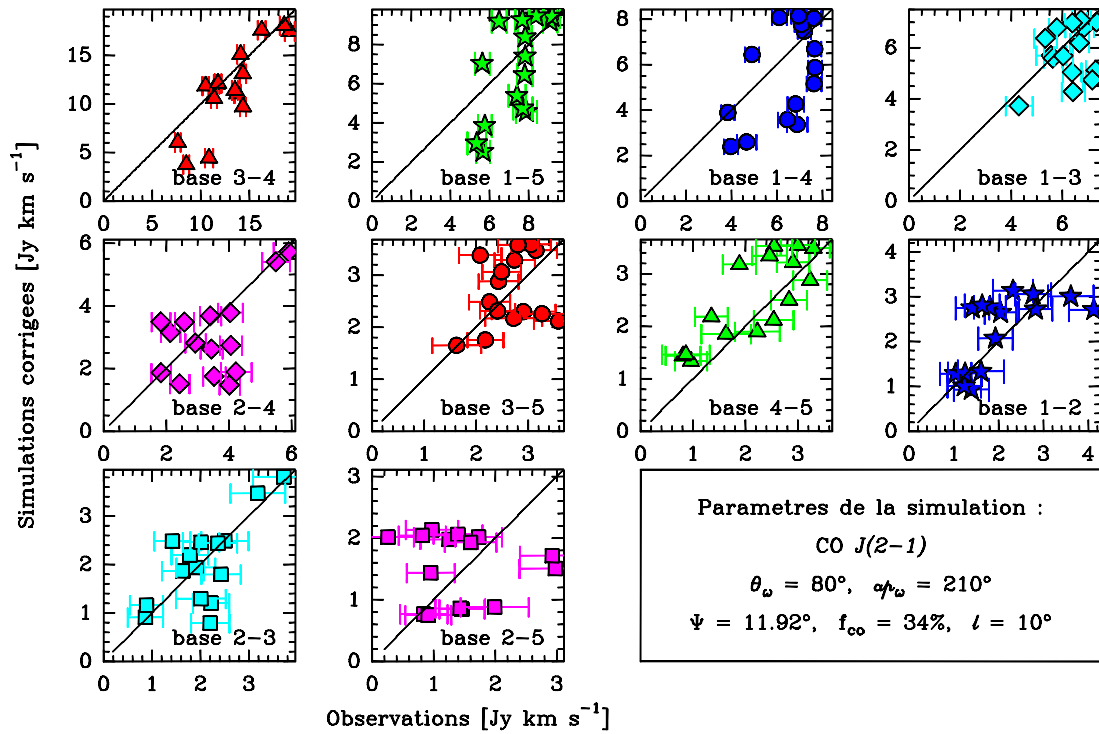


Figure C.1.5 – Comparaison visibilités simulées et observées.

C.2 Modèle $\ell = 20^\circ$, $\Psi = 18.3^\circ$, $f_{co} = 35.5\%$, $\theta_\omega = 80^\circ$, $ap_\omega = 210^\circ$

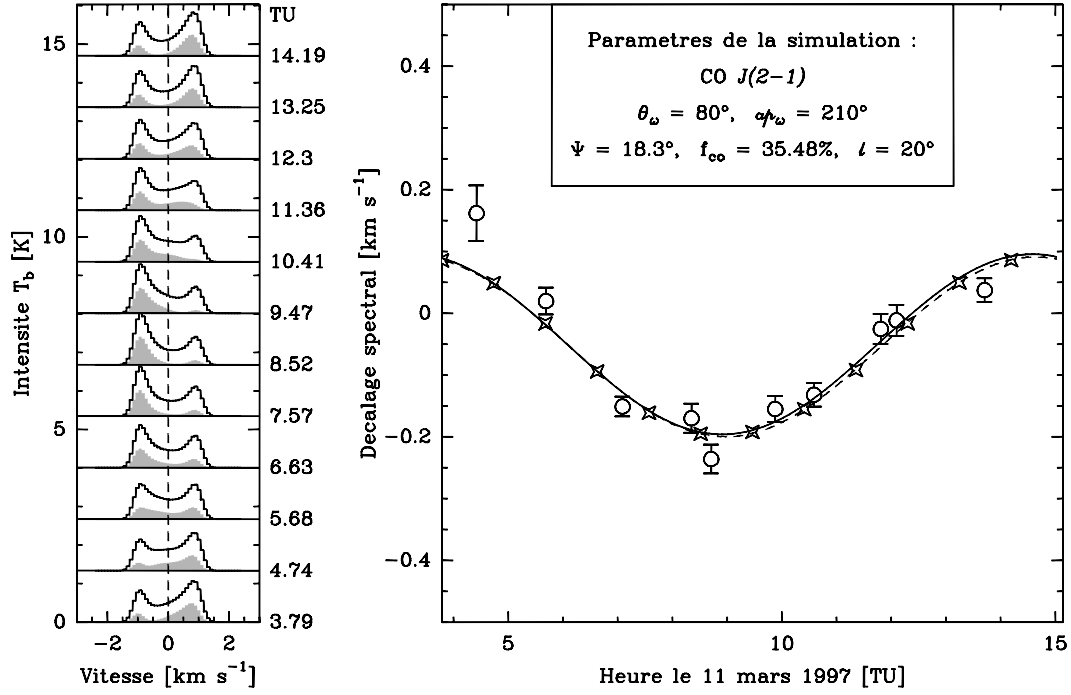


Figure C.2.1 – Spectres on-off et décalages spectraux associés.

base	décalages spectraux			visibilités
	\mathcal{A} [km s ⁻¹]	v_0 [km s ⁻¹]	t_0 [TU]	χ^2
on-off	0.290	-0.054	11.812	/
3-4 (32 m)	0.958	0.008	10.288	310
1-5 (48 m)	0.854	-0.078	9.932	140
1-4 (55 m)	0.870	-0.067	9.954	180
1-3 (60 m)	0.932	-0.018	10.140	71
2-4 (88 m)	0.920	-0.034	9.755	242
3-5 (101 m)	0.876	-0.054	9.917	31
4-5 (102 m)	0.820	-0.085	9.748	52
1-2 (109 m)	0.826	-0.088	9.568	108
2-3 (120 m)	0.896	-0.048	9.643	80
2-5 (147 m)	0.768	-0.109	9.474	78

Tableau C.2.1 – Pour chaque ligne de base, les colonnes 2, 3 et 4 donnent respectivement l'amplitude, la vitesse moyenne et l'heure d'annulation ascendante du résultat de l'ajustement de l'évolution temporelle des décalages spectraux à une sinusoïde. La colonne 5 donne le résultat du calcul du χ^2 entre les visibilitées observées et simulées (cf. eq. 7.4.3).

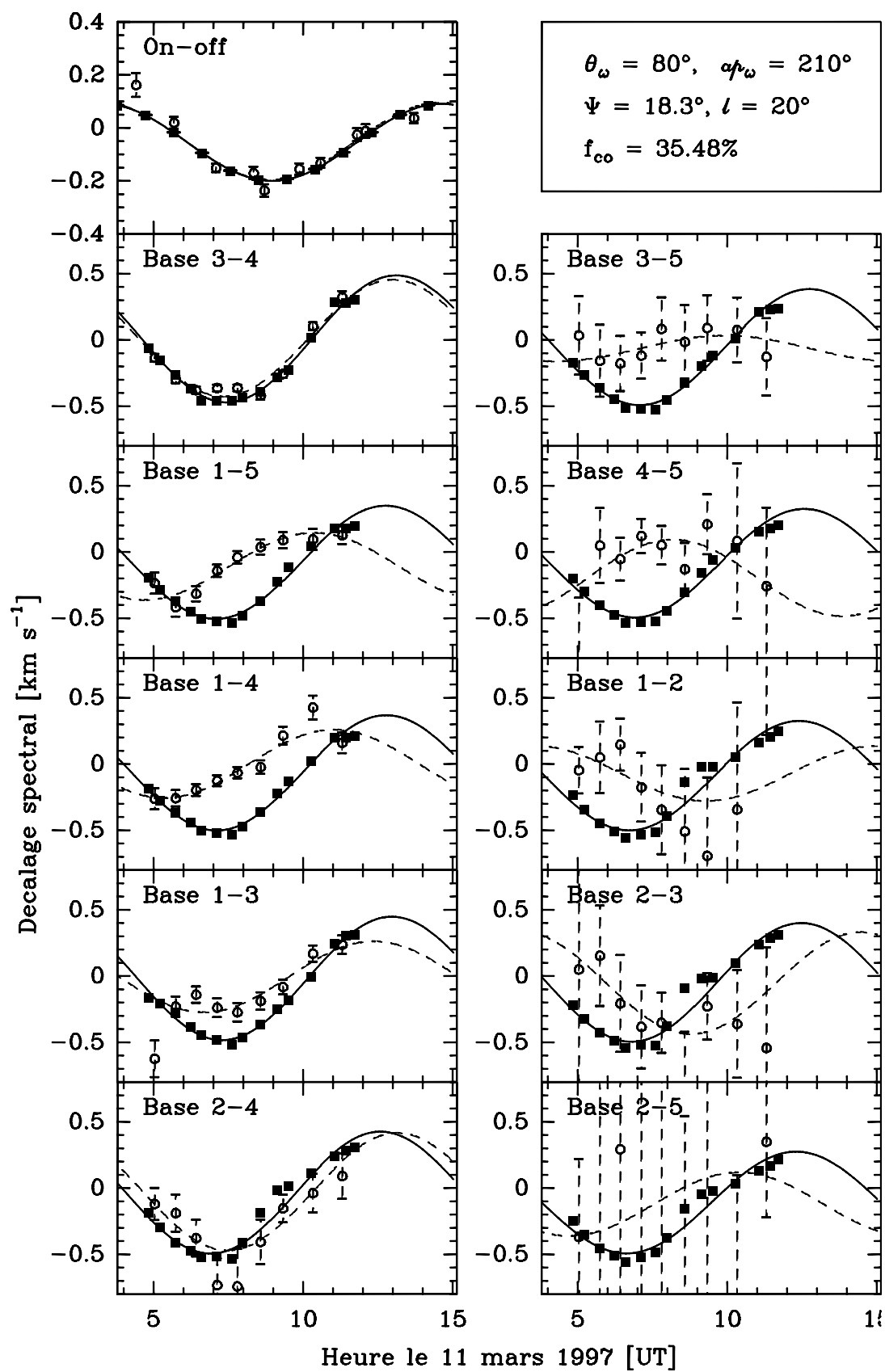


Figure C.2.2 – Évolution temporelle des décalages spectraux interférométriques.

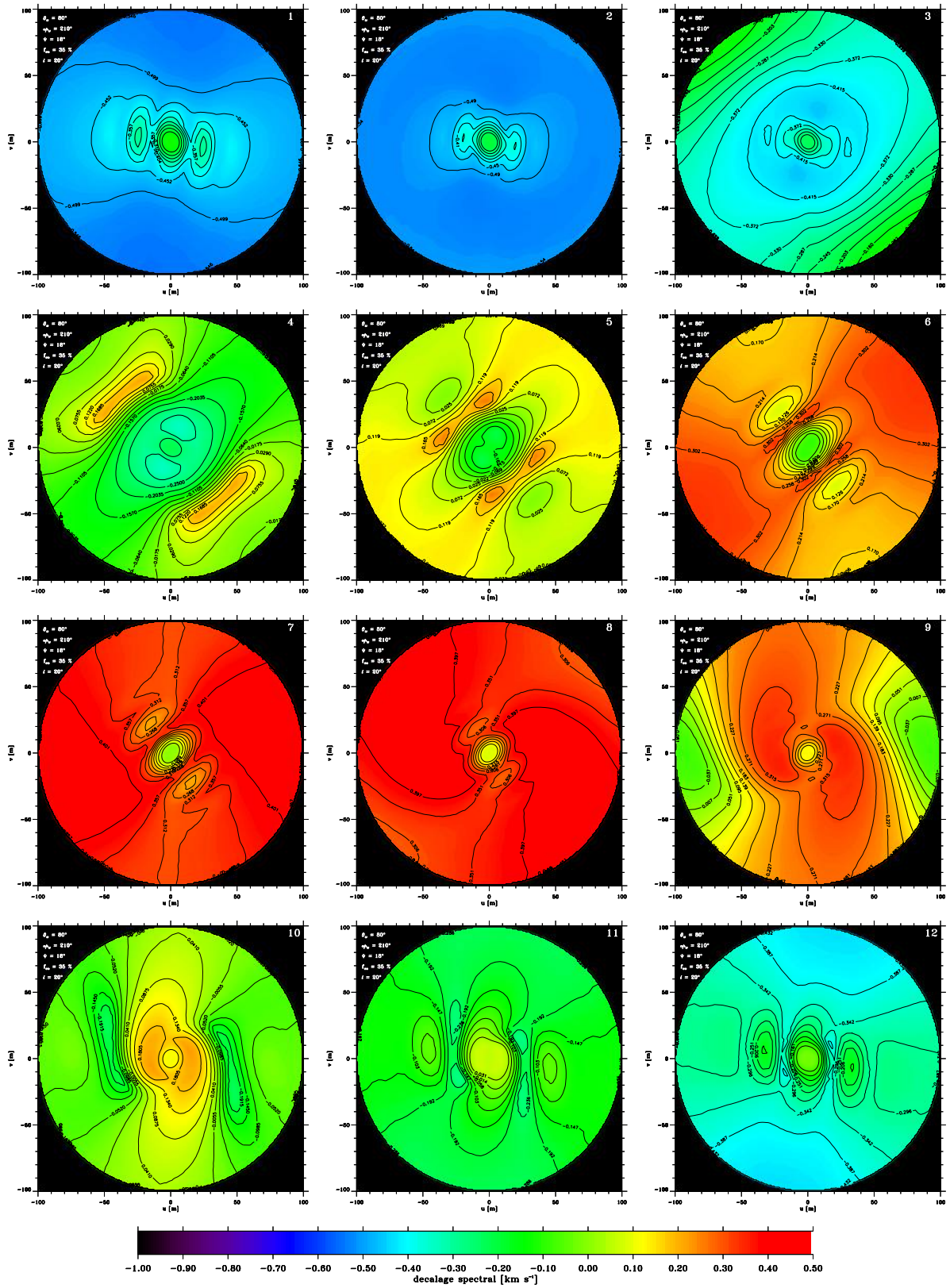


Figure C.2.3 – Cartes des décalages spectraux interférométriques.

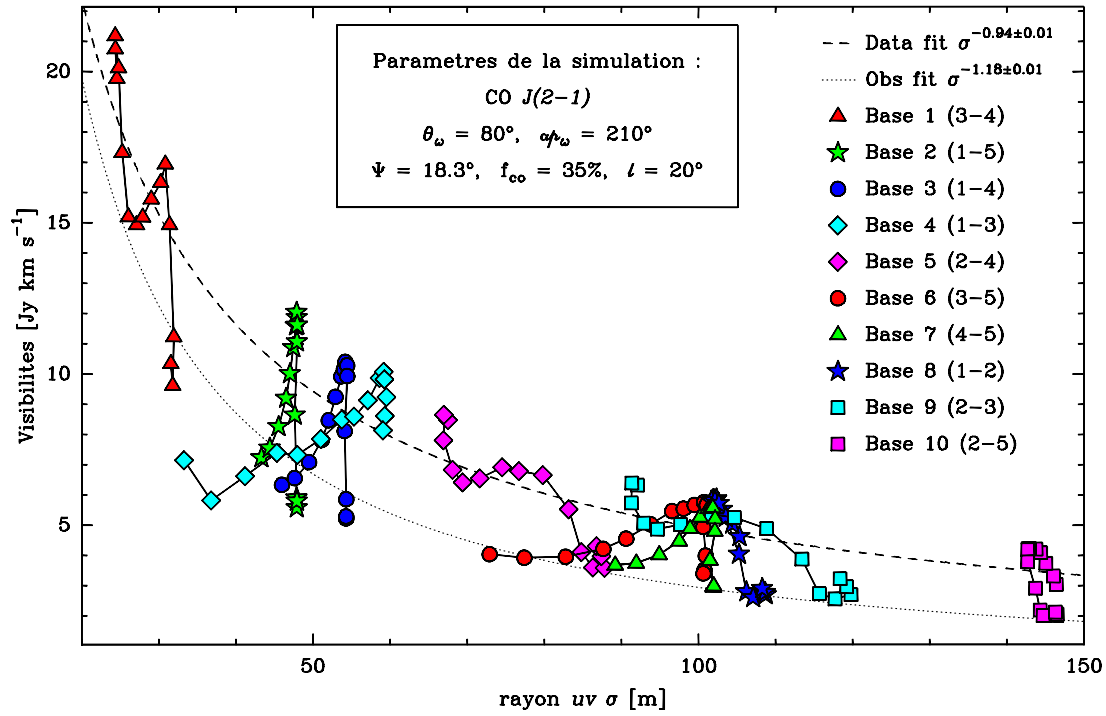


Figure C.2.4 – Visibilités.

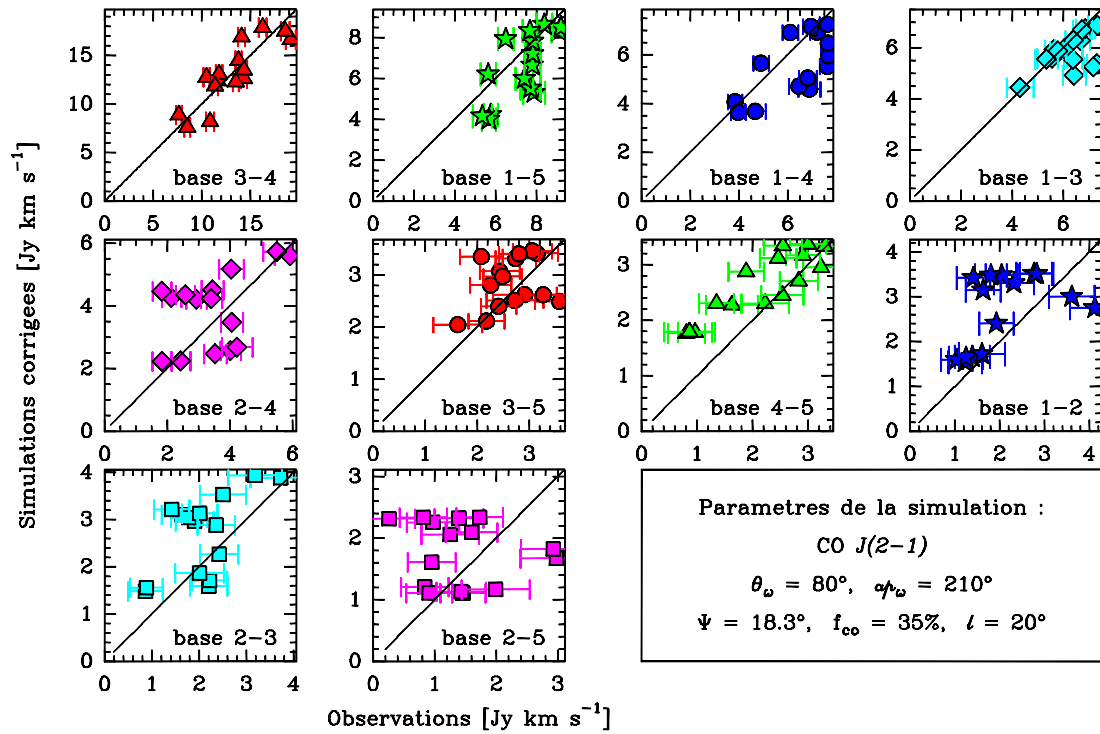


Figure C.2.5 – Comparaison visibilités simulées et observées.

C.3 Modèle $\ell = 30^\circ$, $\Psi = 33.1^\circ$, $f_{co} = 47.8\%$, $\theta_\omega = 80^\circ$, $ap_\omega = 210^\circ$

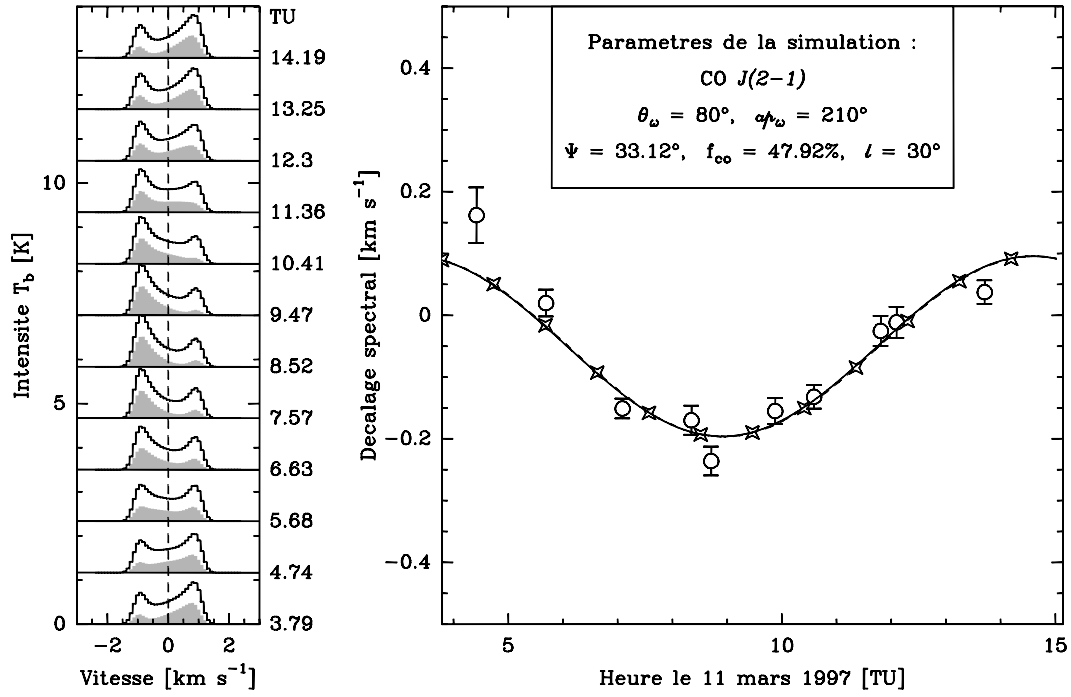


Figure C.3.1 – Spectres on-off et décalages spectraux associés.

base	décalages spectraux			visibilités
	\mathcal{A} [km s ⁻¹]	v_0 [km s ⁻¹]	t_0 [TU]	χ^2
on-off	0.292	-0.051	11.778	/
3-4 (32 m)	0.830	-0.024	10.189	478
1-5 (48 m)	0.808	-0.048	9.801	73
1-4 (55 m)	0.798	-0.051	9.768	136
1-3 (60 m)	0.770	-0.063	9.704	100
2-4 (88 m)	0.810	-0.042	9.742	327
3-5 (101 m)	0.776	-0.053	9.670	31
4-5 (102 m)	0.774	-0.055	9.650	90
1-2 (109 m)	0.790	-0.051	9.623	117
2-3 (120 m)	0.794	-0.047	9.669	135
2-5 (147 m)	0.766	-0.057	9.562	73

Tableau C.3.1 – Pour chaque ligne de base, les colonnes 2, 3 et 4 donnent respectivement l'amplitude, la vitesse moyenne et l'heure d'annulation ascendante du résultat de l'ajustement de l'évolution temporelle des décalages spectraux à une sinusoïde. La colonne 5 donne le résultat du calcul du χ^2 entre les visibilités observées et simulées (cf. eq. 7.4.3).

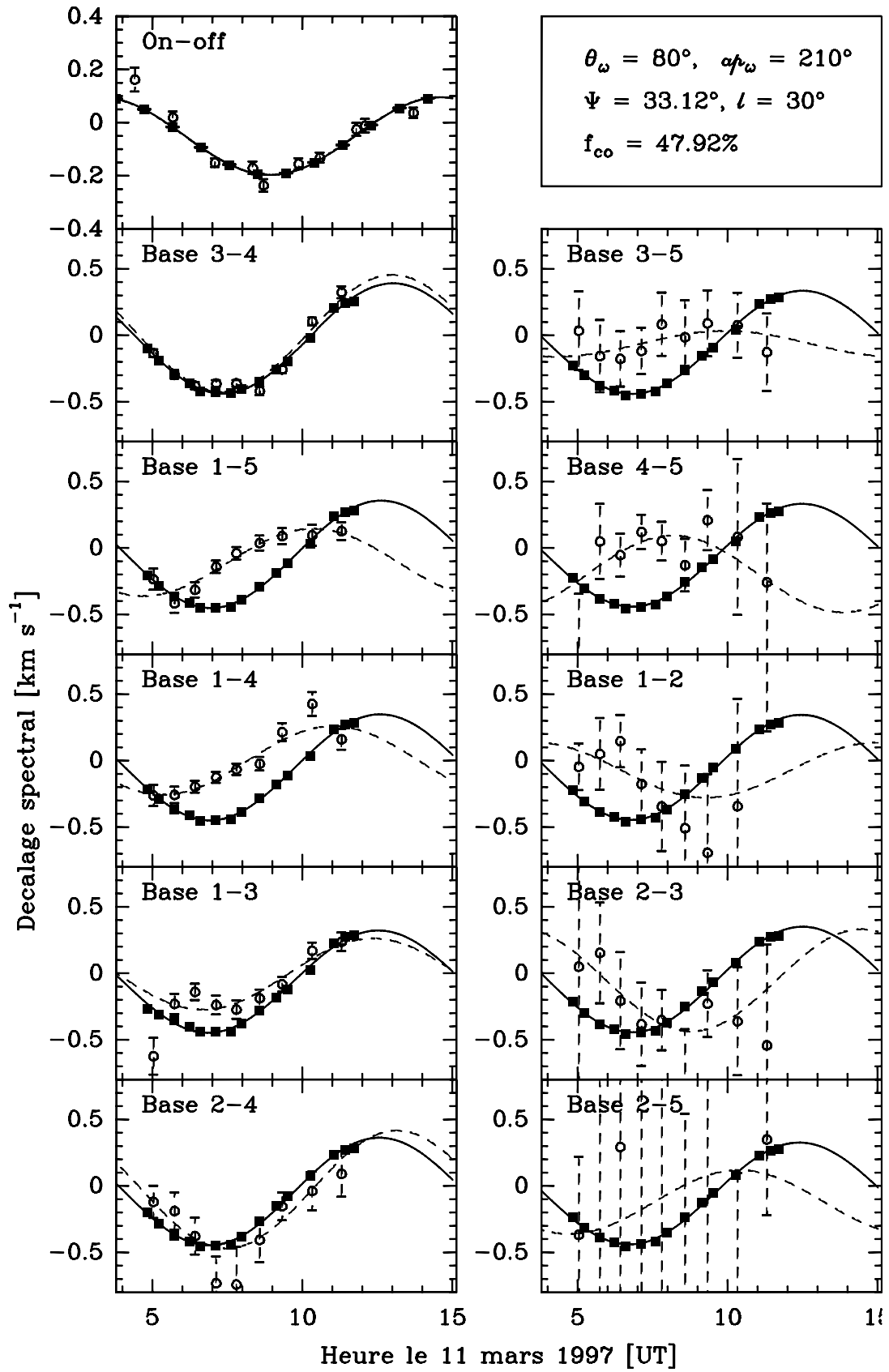


Figure C.3.2 – Évolution temporelle des décalages spectraux interférométriques.

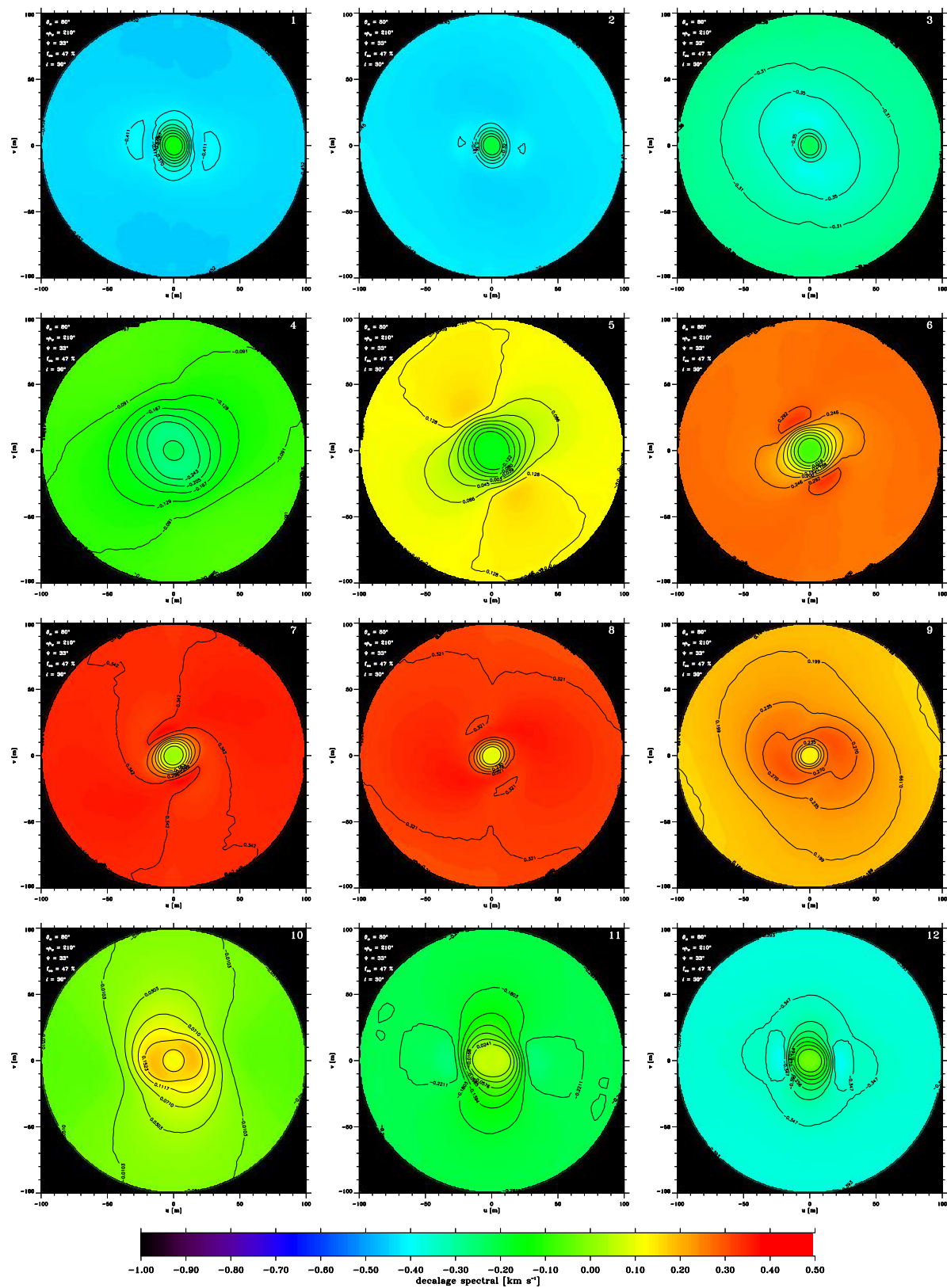


Figure C.3.3 – Cartes des décalages spectraux interférométriques.

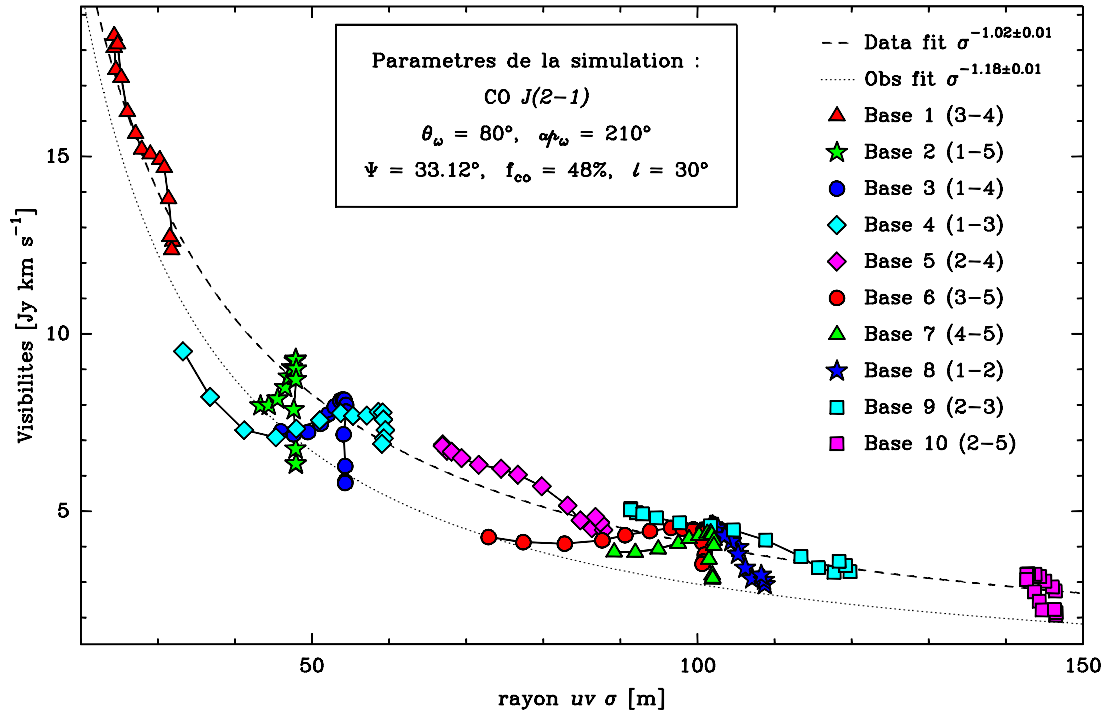


Figure C.3.4 – Visibilités.

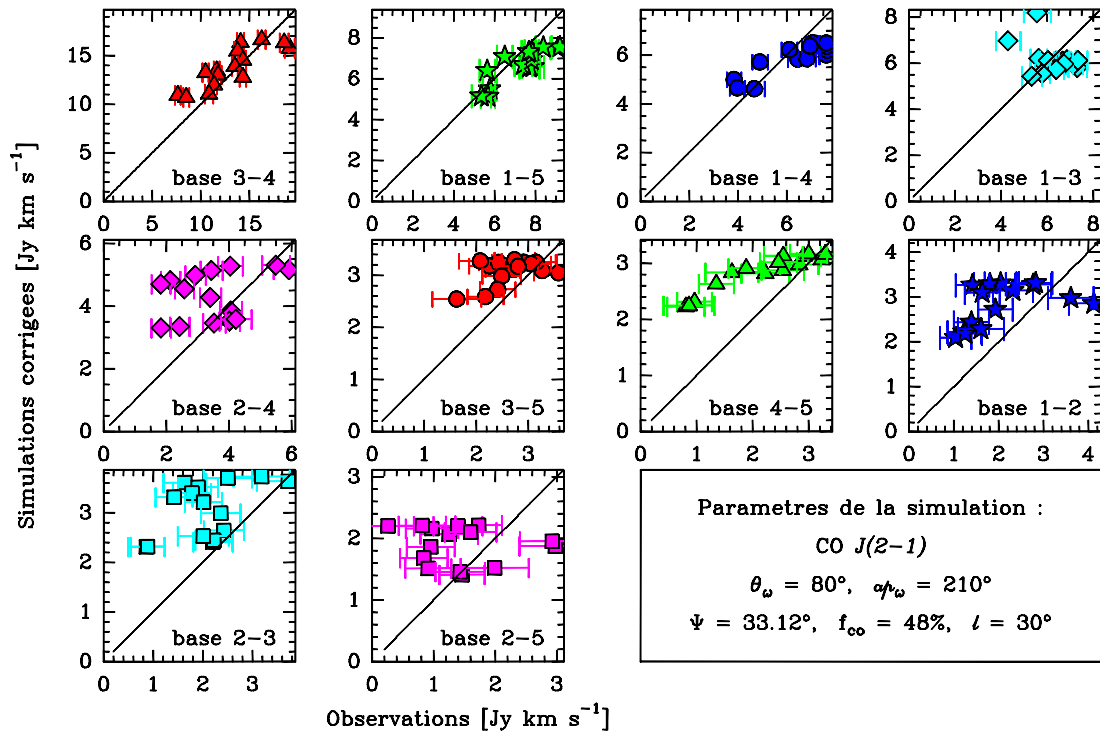


Figure C.3.5 – Comparaison visibilités simulées et observées.

C.4 Modèle $\ell = 20^\circ$, $\Psi = 18.3^\circ$, $f_{co} = 35.5\%$, $\theta_\omega = 80^\circ$, $ap_\omega = 200^\circ$

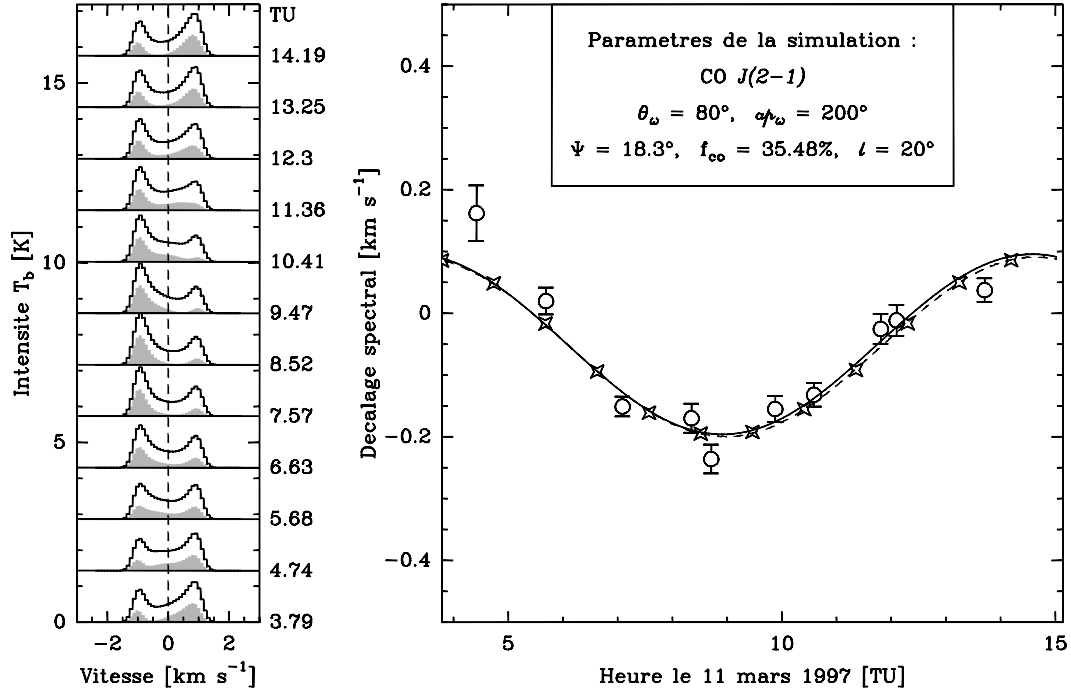


Figure C.4.1 – Spectres on-off et décalages spectraux associés.

base	décalages spectraux			visibilités
	\mathcal{A} [km s ⁻¹]	v_0 [km s ⁻¹]	t_0 [TU]	χ^2
on-off	0.290	-0.054	11.811	/
3-4 (32 m)	0.894	-0.019	10.267	520
1-5 (48 m)	0.880	-0.060	10.036	235
1-4 (55 m)	0.902	-0.045	10.069	338
1-3 (60 m)	0.928	-0.012	10.133	93
2-4 (88 m)	0.902	-0.048	9.749	329
3-5 (101 m)	0.910	-0.035	9.976	40
4-5 (102 m)	0.842	-0.071	9.840	80
1-2 (109 m)	0.812	-0.096	9.568	120
2-3 (120 m)	0.876	-0.061	9.636	107
2-5 (147 m)	0.760	-0.111	9.516	80

Tableau C.4.1 – Pour chaque ligne de base, les colonnes 2, 3 et 4 donnent respectivement l'amplitude, la vitesse moyenne et l'heure d'annulation ascendante du résultat de l'ajustement de l'évolution temporelle des décalages spectraux à une sinusoïde. La colonne 5 donne le résultat du calcul du χ^2 entre les visibilitées observées et simulées (cf. eq. 7.4.3).

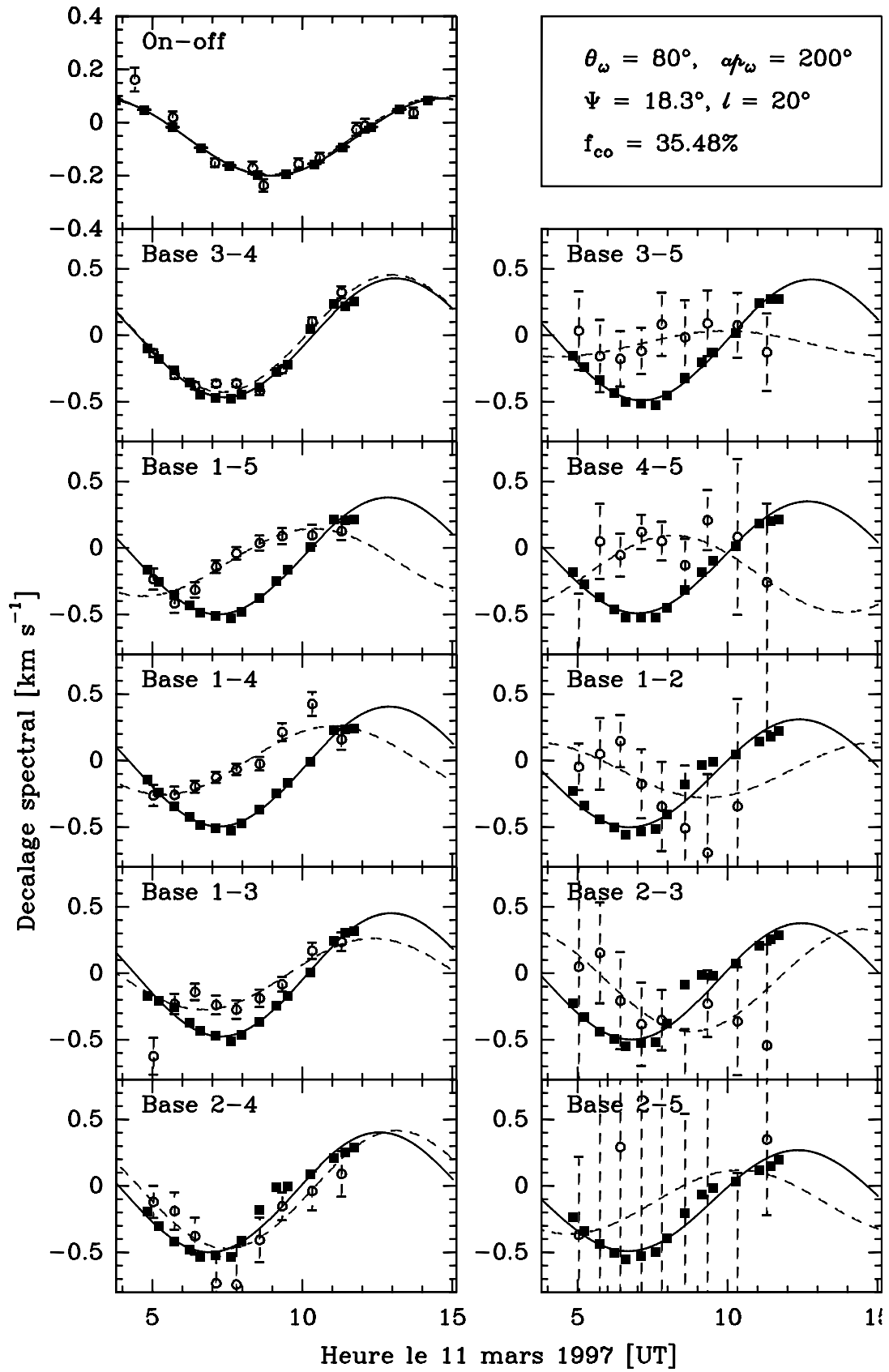


Figure C.4.2 – Évolution temporelle des décalages spectraux interférométriques.

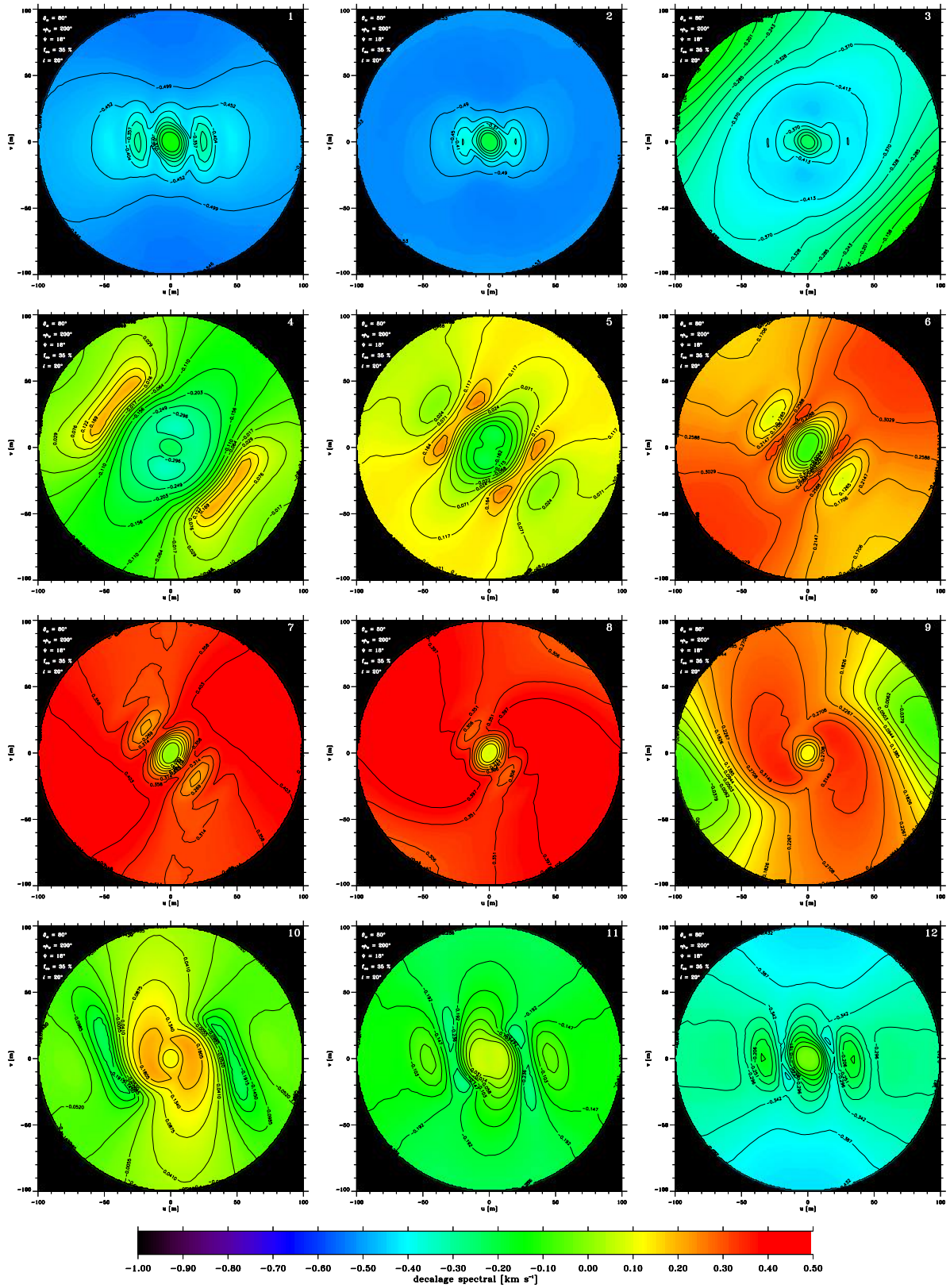


Figure C.4.3 – Cartes des décalages spectraux interférométriques.

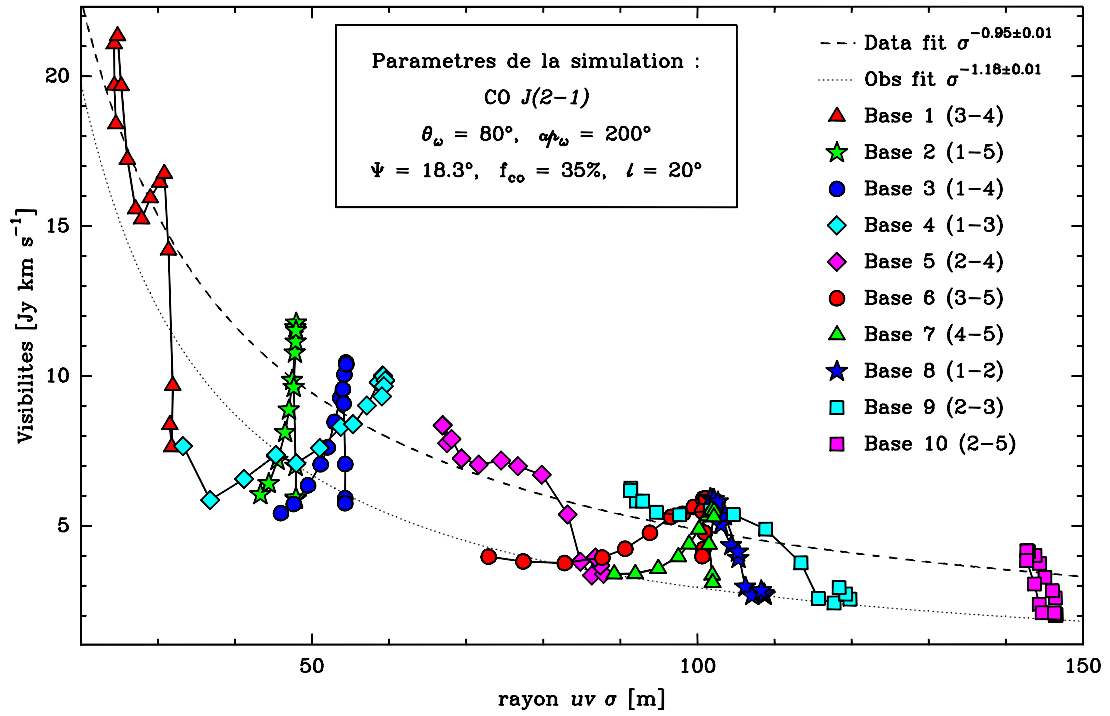


Figure C.4.4 – Visibilités.

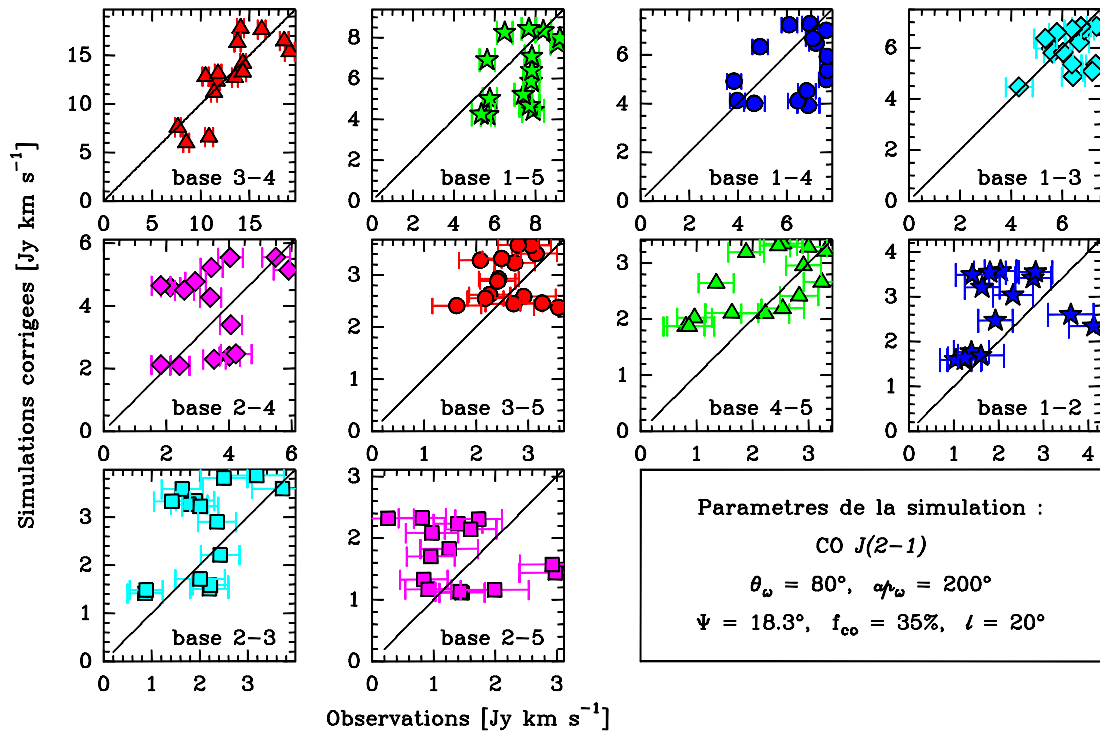


Figure C.4.5 – Comparaison visibilités simulées et observées.

C.5 Modèle $\ell = 20^\circ$, $\Psi = 18.3^\circ$, $f_{co} = 35.5\%$, $\theta_\omega = 80^\circ$, $ap_\omega = 220^\circ$

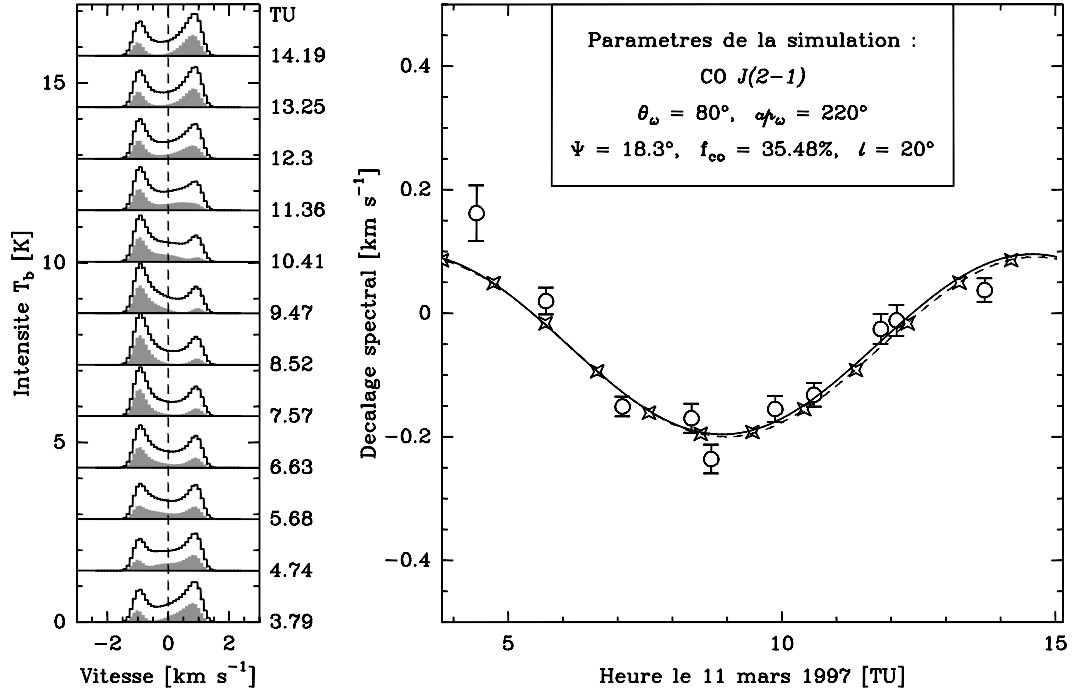


Figure C.5.1 – Spectres on-off et décalages spectraux associés.

base	décalages spectraux			visibilités
	\mathcal{A} [km s ⁻¹]	v_0 [km s ⁻¹]	t_0 [TU]	χ^2
on-off	0.292	-0.054	11.813	/
3-4 (32 m)	0.978	0.016	10.308	346
1-5 (48 m)	0.862	-0.077	9.889	86
1-4 (55 m)	0.866	-0.074	9.871	66
1-3 (60 m)	0.914	-0.032	10.095	84
2-4 (88 m)	0.928	-0.026	9.744	176
3-5 (101 m)	0.848	-0.071	9.834	30
4-5 (102 m)	0.812	-0.092	9.679	41
1-2 (109 m)	0.846	-0.077	9.579	88
2-3 (120 m)	0.910	-0.037	9.642	60
2-5 (147 m)	0.782	-0.102	9.460	72

Tableau C.5.1 – Pour chaque ligne de base, les colonnes 2, 3 et 4 donnent respectivement l'amplitude, la vitesse moyenne et l'heure d'annulation ascendante du résultat de l'ajustement de l'évolution temporelle des décalages spectraux à une sinusoïde. La colonne 5 donne le résultat du calcul du χ^2 entre les visibilitées observées et simulées (cf. eq. 7.4.3).

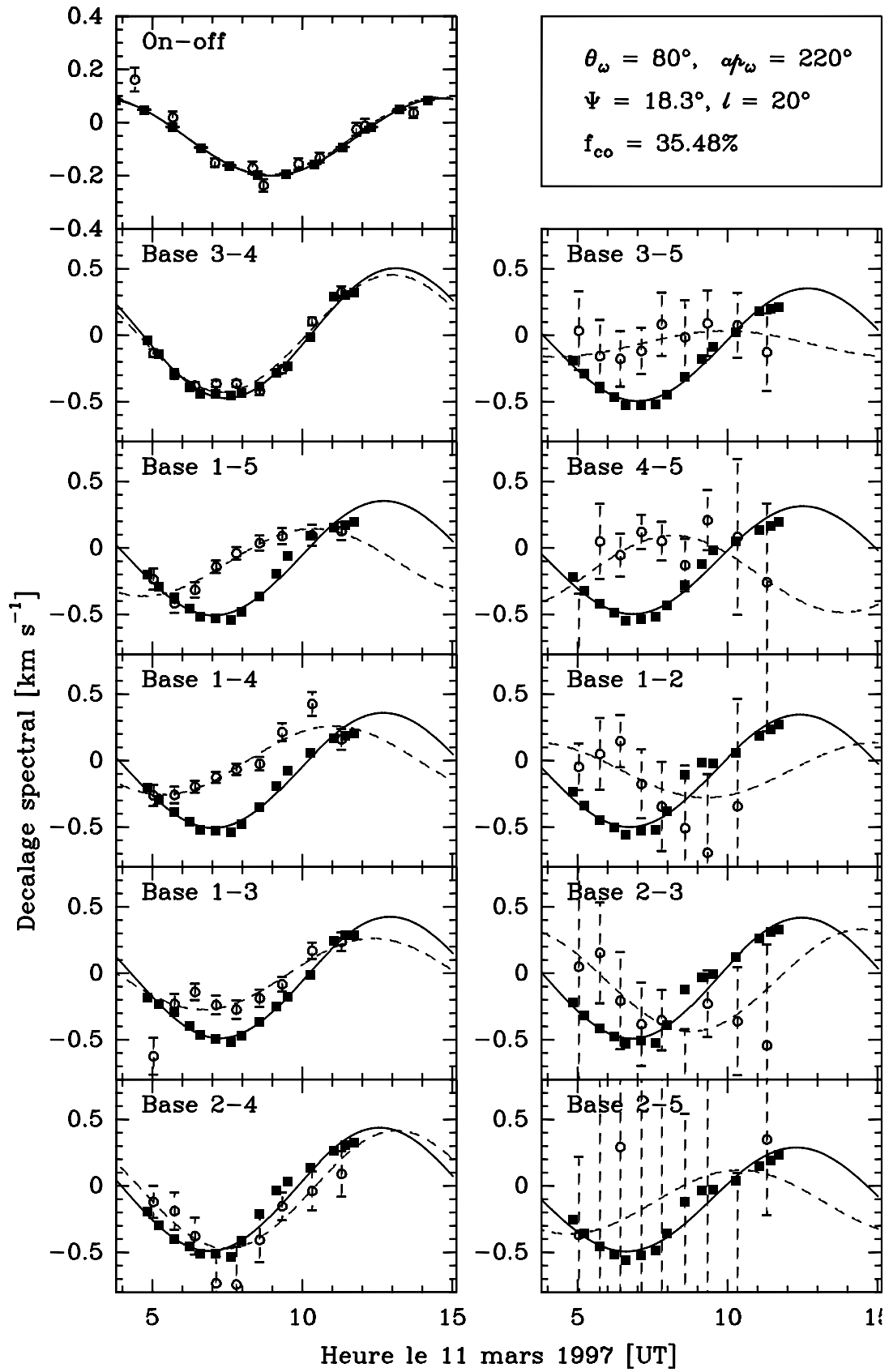


Figure C.5.2 – Évolution temporelle des décalages spectraux interférométriques.

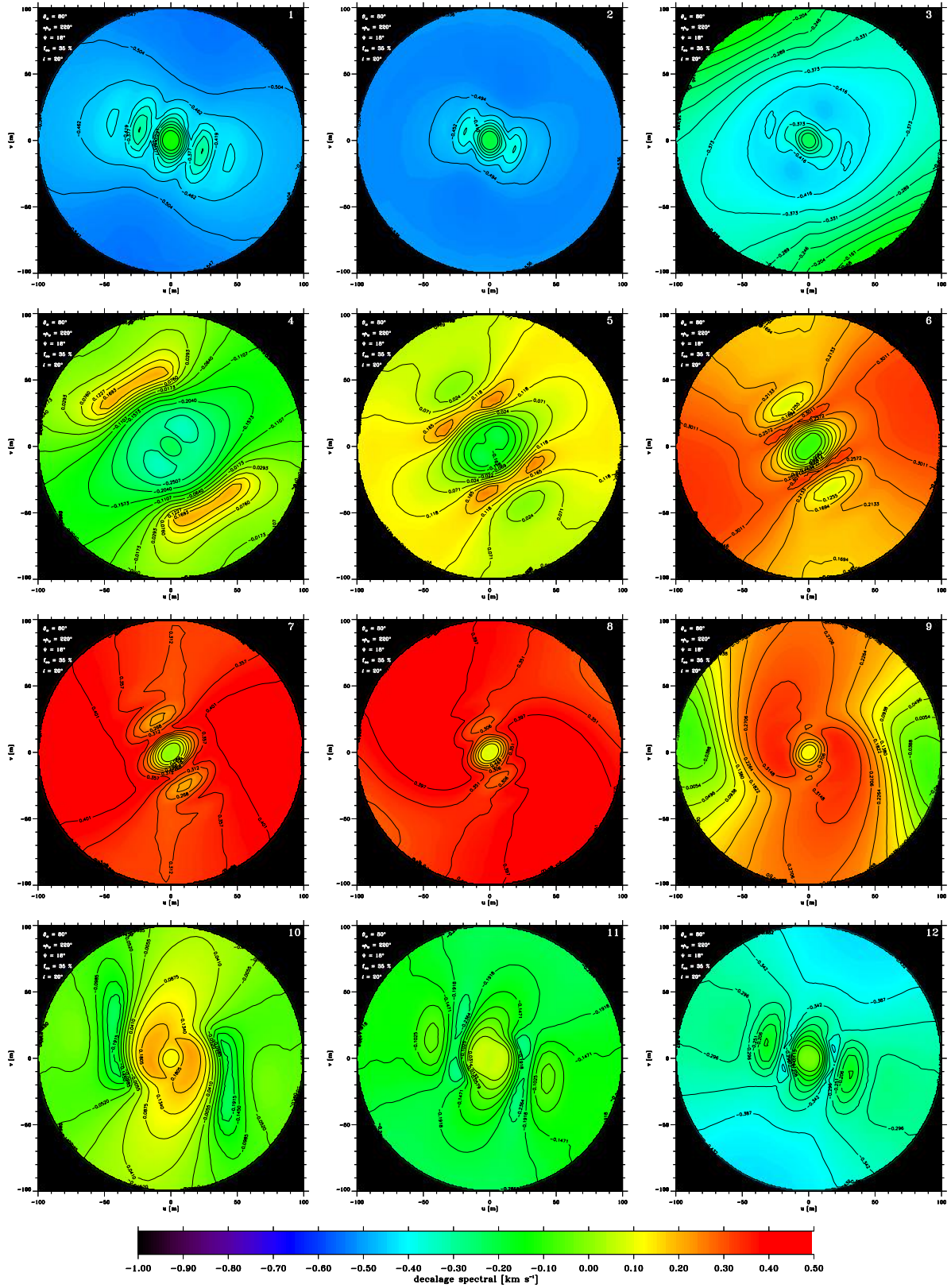


Figure C.5.3 – Cartes des décalages spectraux interférométriques.

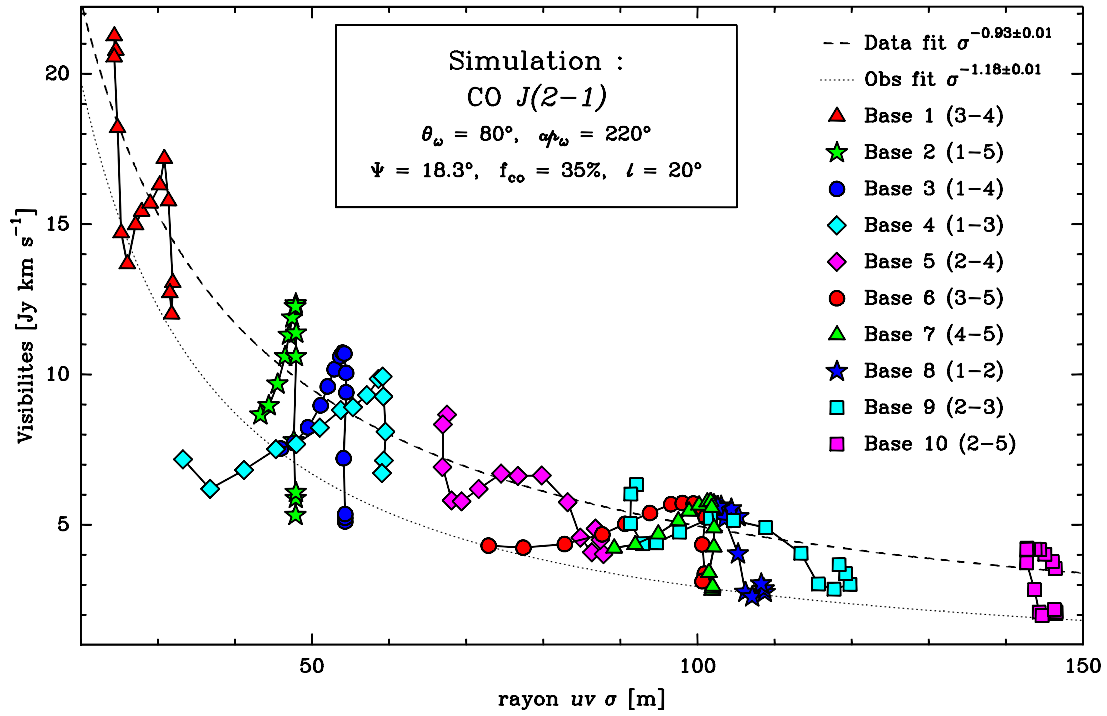


Figure C.5.4 – Visibilités.

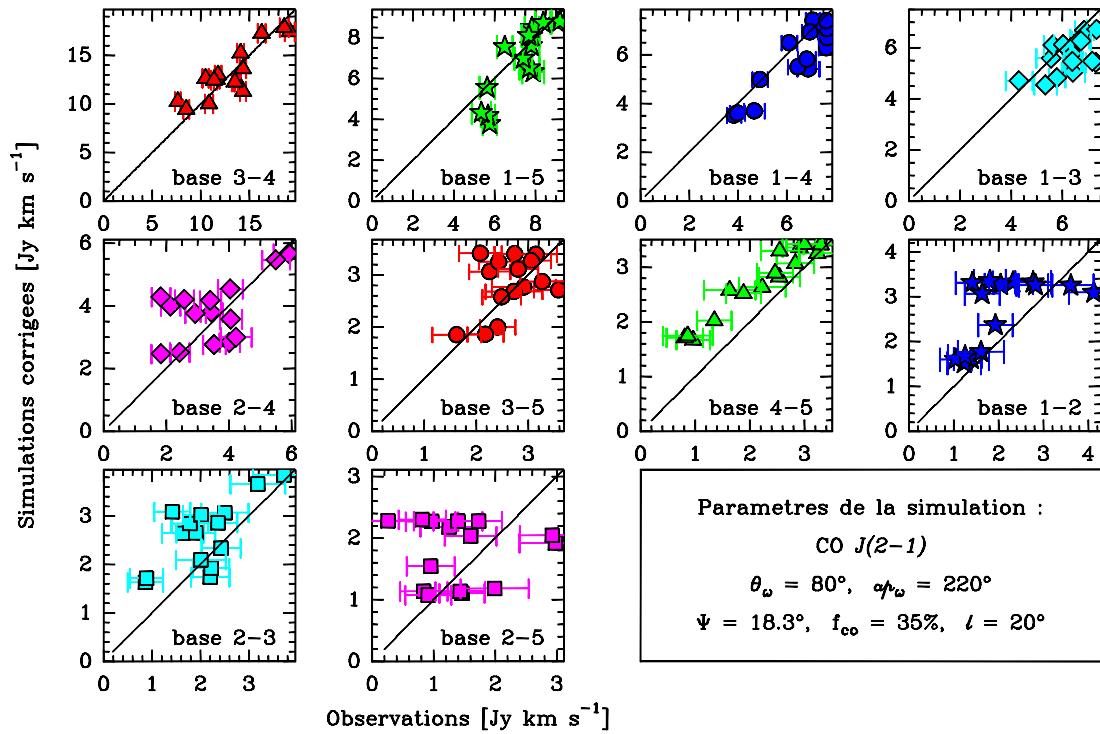


Figure C.5.5 – Comparaison visibilités simulées et observées.

Références bibliographiques

- A'Hearn, M. F., Hoban, S., Birch, P. V., Bowers, C., Martin, R., et Klinglesmith, D. A. (1986). Cyanogen jets in comet Halley. *Nature*, **324** :649–651.
- Altenhoff, W. J., Bieging, J. H., Butler, B., Butner, H. M., Chini, R., Haslam, C. G. T., Kreysa, E., Martin, R. N., Mauersberger, R., McMullin, J., Muders, D., Peters, W. L., Schmidt, J., Schraml, J. B., Sievers, A., Stumpff, P., Thum, C., von Kap-Herr, A., Wiesemeyer, H., Wink, J. E., et Zylka, R. (1999). Coordinated radio continuum observations of comets Hyakutake and Hale-Bopp from 22 to 860 GHz. *Astronomy & Astrophysics*, **348** :1020–1034.
- Anterrieu, E. (2000). Advanced Imaging Methods : WIPE. Dans *Proceedings from IRAM Millimeter Interferometry Summer School 2*, pages 195–206. Institut de Radio Astronomie Millimétrique.
- Biraud, F., Bourgois, G., Crovisier, J., Fillit, R., Gerard, E., et Kazes, I. (1974). OH Observation of Comet Kohoutek (1973f) at 18 cm Wavelength. *Astronomy & Astrophysics*, **34** :163–166.
- Biver, N. (1997). *Molécules mères cométaires : observations et modélisations*. Thèse de Doctorat, Université Paris VII.
- Biver, N., Bockelée-Morvan, D., Colom, P., Crovisier, J., Davies, J. K., Dent, W. R. F., Despois, D., Gerard, E., Lellouch, E., Rauer, H., Moreno, R., et Paubert, G. (1997). Evolution of the outgassing of Comet Hale-Bopp (C/1995 O1) from radio observations. *Science*, **275** :1915–1918.
- Biver, N., Bockelée-Morvan, D., Colom, P., Crovisier, J., Germain, B., Lellouch, E., Davies, J. K., Dent, W. R. F., Moreno, R., Paubert, G., Wink, J., Despois, D., Lis, D. C., Mehringer, D., Benford, D., Gardner, M., Phillips, T. G., Gunnarsson, M., Rickman, H., Winnberg, A., Bergman, P., Johansson, L. E. B., et Rauer, H. (1999). Long-term Evolution of the Outgassing of Comet Hale-Bopp From Radio Observations. *Earth Moon & Planets*, **78** :5–11.

- Biver, N., Bockelée-Morvan, D., Colom, P., Crovisier, J., Henry, F., Lellouch, E., Winnberg, A., Johansson, L. E. B., Gunnarsson, M., Rickman, H., Rantakyö, F., Davies, J. K., Dent, W. R. F., Paubert, G., Moreno, R., Wink, J., Despois, D., Benford, D. J., Gardner, M., Lis, D. C., Mehringer, D., Phillips, T. G., et Rauer, H. (2002).
The 1995-2002 Long-Term Monitoring of Comet C/1995 O1 (HALE-BOPP) at Radio Wavelength. *Earth Moon and Planets*, **90** :5–14.
- Biver, N., Winnberg, A., Bockelée-Morvan, D., Colom, P., Crovisier, J., Gerard, E., Germain, B., Lellouch, E., Moreno, R., Davies, J. K., Dent, W. R. F., Paubert, G., Wink, J., Despois, D., Lis, D. C., Mehringer, D., Benford, D., Gardner, M., Phillips, T. G., Gunnarsson, M., Rickman, H., Bergman, P., Johansson, L. E. B., et Rauer, H. (1998).
Long-term Monitoring of the Outgassing of Comet C/1995 O1 (Hale-Bopp) at Radio Wavelengths. *Bull. Amer. Astron. Soc.*, **30** :1450.
- Blake, G. A., Qi, C., Hogerheijde, M. R., Gurwell, M. A., et Muhleman, D. O. (1999).
Sublimation from icy jets as a probe of the interstellar volatile content of comets. *Nature*, **398** :213–215.
- Bockelée-Morvan, D. (1987).
Les conditions d'excitation des molécules mères dans les atmosphères cométaires. Applications à l'eau et à l'acide cyanhydrique. Thèse de Doctorat, Université Paris VII.
- Bockelée-Morvan, D. et Crovisier, J. (1994).
Les molécules des comètes. *La Recherche*, **271** :1272–1278.
- Bockelée-Morvan, D. et Crovisier, J. (2002).
The Lesson of Comet Hale-Bopp for Coma Chemistry : Observations and Theory. *Earth Moon & Planets*, **89** :53–71.
- Bockelée-Morvan, D., Crovisier, J., Colom, P., et Despois, D. (1994).
The rotational lines of methanol in comets Austin 1990 V and Levy 1990 XX. *Astronomy & Astrophysics*, **287** :647–665.
- Bockelée-Morvan, D., Gautier, D., Hersant, F., Huré, J.-M., et Robert, F. (2002).
Turbulent radial mixing in the solar nebula as the source of crystalline silicates in comets. *Astronomy & Astrophysics*, **384** :1107–1118.
- Bockelée-Morvan, D., Lis, D. C., Wink, J. E., Despois, D., Crovisier, J., Bachiller, R., Benford, D. J., Biver, N., Colom, P., Davies, J. K., Gérard, E., Germain, B., Houde, M., Mehringer, D., Moreno, R., Paubert, G., Phillips, T. G., et Rauer, H. (2000).
New molecules found in comet C/1995 O1 (Hale-Bopp). Investigating the link between cometary and interstellar material. *Astronomy & Astrophysics*, **353** :1101–1114.
- Bockelée-Morvan, D., Wink, J., Despois, D., Colom, P., Biver, N., Crovisier, J., Gautier, D., Gérard, E., Lellouch, E., Moreno, R., Paubert, G., Rauer, H., Davies, J. K., et Dent, W. R. F. (1999).
A Molecular Survey of Comet C/1995 O1 (Hale-Bopp) at the IRAM Telescopes. *Earth Moon & Planets*, **78** :67–67.
- Burke, B. F. et Graham-Smith, F. (1996).
An Introduction to Radio Astronomy. Cambridge University Press.
- Capria, M. T., Coradini, A., De Sanctis, M. C., et Orosei, R. (2000).
CO emission mechanisms in C/1995 O1 (Hale-Bopp). *Astronomy & Astrophysics*, **357** :359–366.
- Colom, P., Gérard, E., Crovisier, J., Bockelée-Morvan, D., Biver, N., et Rauer, H. (1999).
Observations of the OH Radical in Comet C/1995 O1 (Hale-Bopp) with the Nançay Radio Telescope. *Earth Moon & Planets*, **78** :37–43.

Combi, M. R. (1987).

Sources of cometary radicals and their jets - Gases or grains. *Icarus*, **71** :178–191.

Combi, M. R., Kabin, K., DeZeeuw, D. L., Gombosi, T. I., et Powell, K. G. (1999).

Dust-Gas Interrelations in Comets : Observations and Theory. *Earth Moon & Planets*, **79** :275–306.

Cottin, H. (2001).

Qu'est-ce qu'une comète et pourquoi les étudier ? GPCOS, LISA, Université Paris XII.

<http://www.lisa.univ-paris12.fr/GPCOS/Hc/H21.htm>.

Crifo, J. F. et Rodionov, A. V. (1997a).

The Dependence of the Circumnuclear Coma Structure on the Properties of the Nucleus. *I. Comparison between a homogeneous and a inhomogeneous spherical nucleus with application to P/Wirtanen*. *Icarus*, **127** :319–353.

Crifo, J. F. et Rodionov, A. V. (1997b).

The Dependence of the Circumnuclear Coma Structure on the Properties of the Nucleus. *II. First investigation of the coma surrounding a homogeneous, aspherical nucleus*. *Icarus*, **129** :72–93.

Crifo, J.-F., Rodionov, A. V., Szegő, K., et Fulle, M. (2002).

Challenging a Paradigm : Do We Need Active and Inactive Areas to Account for Near-Nuclear Jet Activity? *Earth Moon and Planets*, **90** :227–238.

Crovisier, J. (1987).

Rotational and vibrational synthetic spectra of linear parent molecules in comets. *Astronomy & Astrophysics Supplement Series*, **68** :223–258.

Crovisier, J. (2000).

Circumstellar, Cometary and Interplanetary Dust. Dans *ISO beyond the peaks : The 2nd ISO workshop on analytical spectroscopy*. Eds. A. Salama, M.F.Kessler, K. Leech & B. Schulz. ESA-SP 456., volume 456, pages 23–28.

Crovisier, J. et Bockelée-Morvan, D. (1999).

Remote Observations of the Composition of Cometary Volatiles. *Space Science Reviews*, **90** :19–32.

Crovisier, J., Colom, P., Gérard, E., Bockelée-Morvan, D., et Bourgois, G. (2002).

Observations of the OH 18-cm lines in comets at Nançay : The data base. Observations made in 1982–1999. *Astronomy & Astrophysics*, **393** :1053–1064.

Crovisier, J. et Encrenaz, T. (1995).

Les comètes, témoins de la naissance du Système Solaire. Belin – CNRS Editions.

Crovisier, J. et Le Boulot, J. (1983).

Infrared and microwave fluorescence of carbon monoxide in comets. *Astronomy & Astrophysics*, **123** :61–66.

de Pater, I., Forster, J. R., Wright, M., Butler, B. J., Palmer, P., Veal, J. M., A'Hearn, M. F., et Snyder, L. E. (1998).

BIMA and VLA Observations of Comet Hale-Bopp at 22–115 GHz. *Astronomical Journal*, **116** :987–996.

de Pater, I., Palmer, P., et Snyder, L. E. (1986).

The brightness distribution of OH around Comet Halley. *Astrophysical Journal*, **304** :L33–L36.

de Pater, I., Palmer, P., et Snyder, L. E. (1991).

A review of radio interferometric imaging of comets. Dans *Comets in the post-Halley era*, volume 1, pages 175–207. Kluwer.

- de Pater, I., Snyder, L. E., Mehringer, D. M., Wright, M., Veal, J. M., Fernández, Y. R., Palmer, P., et A'Hearn, M. F. (1997).
BIMA array observations of comet Hyakutake : upper limit to the 2.7 mm continuum emission. *Planetary and Space Science*, **45** :731–734.
- Despois, D., Wink, J., Neri, R., Lucas, R., Grewing, M., Guilloteau, S., Dutrey, A., Colom, P., Bockelée-Morvan, D., Gerard, E., Rauer, H., Biver, N., Crovisier, J., Znojil, V., Sarneczky, K., Keen, R., Zanotta, M. V., Pereira, A., Paradowski, M. L., et Spratt, C. E. (1996).
Comet C/1996 B2 (Hyakutake). *IAU Circular*, **6388**.
- DiSanti, M. A., Mumma, M. J., Dello Russo, N., et Magee-Sauer, K. (2001).
Carbon Monoxide Production and Excitation in Comet C/1995 O1 (Hale-Bopp) : Isolation of Native and Distributed CO Sources. *Icarus*, **153** :361–390.
- Dutrey, A. (2000a).
Amplitude and Flux Calibration. Dans *Proceedings from IRAM Millimeter Interferometry Summer School 2*, pages 15–168. Institut de Radio Astronomie Millimétrique.
- Dutrey, A. (2000b).
IRAM Millimeter Interferometry Summer School 2. IRAM et Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble.
- Dutrey, A., Despois, D., Bockelée-Morvan, D., Colom, P., Biver, N., Crovisier, J., Gerard, E., Rauer, H., Grewing, M., Guilloteau, S., Lucas, R., Neri, R., Wink, J., Bohnhardt, H., Barnbandner, O., Mikuz, H., Hale, A., Tichy, M., Merlin, J.-C., Spratt, C. E., et Hornoch, K. (1996).
Comet C/1996 B2 (Hyakutake). *IAU Circular*, **6364**.
- Eberhardt, P., Krankowsky, D., Schulte, W., Dolder, U., Lammerzahl, P., Berthelier, J. J., Woweries, J., Stubbemann, U., Hodges, R. R., Hoffman, J. H., et Illiano, J. M. (1987).
The CO and N₂ abundance in comet P/Halley. *Astronomy & Astrophysics*, **187** :481–484.
- Farnham, T. L., Schleicher, D. G., Williams, W. R., et Smith, B. R. (1999).
The Rotation State and Active Regions of Comet Hale-Bopp (1995 O1). *Bull. Amer. Astron. Soc.*, **31** :1120.
- Fernández, Y. R., Kundu, A., Lisse, C. M., et A'Hearn, M. F. (1997).
X-Band VLA observations of comet Hyakutake (C/1996 B2) and implications for nuclear properties. *Planetary and Space Science*, **45** :735–739.
- Fresnel, A. (1816).
Mémoire sur la diffraction. Dans *Annales de chimie et de physique*, volume 1. Crochard.
- Greve, A. (2000).
Radio Antennas. Dans *Proceedings from IRAM Millimeter Interferometry Summer School 2*, pages 1–14. Institut de Radio Astronomie Millimétrique.
- Guilloteau, S. (2000).
Millimetre Interferometers. Dans *Proceedings from IRAM Millimeter Interferometry Summer School 2*, pages 15–24. Institut de Radio Astronomie Millimétrique.
- Guilloteau, S., Delannoy, J., Downes, D., Greve, A., Guelin, M., Lucas, R., Morris, D., Radford, S. J. E., Wink, J., Cernicharo, J., Forveille, T., Garcia-Burillo, S., Neri, R., Blondel, J., Perri-gourad, A., Plathner, D., et Torres, M. (1992).
The IRAM interferometer on Plateau de Bure. *Astronomy & Astrophysics*, **262** :624–633.
- Halíř, R. et Flusser, J. (1998).
Numerically stable direct least squares fitting of ellipses. Dans *Proceedings of the 6th International Conference in Central Europe on Computer Graphics and Visualization*. Plzeň, Czech Republic, pages 125–132.

Haser, L. (1957).

Distribution d'intensité dans la tête d'une comète. *Bulletin de la Société Royale des Sciences de Liège*, **43** :740–750.

Henry, F. (1999).

Les ions H_3O^+ , CO^+ et HCO^+ dans la comète Hale-Bopp. Mémoire de DEA, Université Paris XI.

Hersant, F., Gautier, D., et Huré, J. (2001).

A Two-dimensional Model for the Primordial Nebula Constrained by D/H Measurements in the Solar System : Implications for the Formation of Giant Planets. *Astrophysical Journal*, **554** :391–407.

Högbom, J. A. (1974).

Aperture Synthesis with a Non-Regular Distribution of Interferometer Baselines. *Astronomy & Astrophysics Supplement Series*, **15** :417–426.

Hogerheijde, M. (1998).

The molecular environment of low-mass protostars. PhD Thesis, Leiden University.

Hogerheijde, M., de Pater, I., Wright, M. C. H., Forster, J. R., Snyder, L. E., Remijan, A., Woodney, L. M., A'Hearn, M. F., Palmer, P., Kuan, Y.-J., Huang, H.-C., Blake, G. A., Qi, C., Kessler, J., et Liu, S.-Y. (2002).

Combined BIMA and OVRO observations of comet C/1999 S4 (LINEAR). *Astronomical Journal*. (submitted).

Hogerheijde, M. R., de Pater, I., Wright, M. C. H., Hoffman, W., Forster, R., Snyder, L. E., Remijan, A., Woodney, L. M., A'Hearn, M. F., Palmer, P., Kuan, Y.-J., Huang, H.-C., Blake, G. A., Qi, C., Kessler, J., et Liu, S.-Y. (2000).

Combined BIMA/OVRO (virtual CARMA) observations of comet C/1999 S4 LINEAR). *Bull. Amer. Astron. Soc.*, **32** :1075.

Hu, H., Larson, H. P., et Hsieh, K. C. (1991).

Theoretical description of spectral line profiles of parent molecules in cometary comae. *Icarus*, **91** :238–250.

Huebner, W. F., Keady, J. J., et Lyon, S. P. (1992).

Solar Photo Rates for Planetary Atmospheres and Atmospheric Pollutants - Photo Rate Coefficients and Excess Energies. *Astrophysics & Space Science*, **195** :1–294.

Huygens, C. (1678).

Traité de la lumière.

Jewitt, D. (1999).

Cometary Rotation : an Overview. *Earth Moon & Planets*, **79** :35–53.

Jorda, L. (1995).

Atmosphères cométaires : interprétation des observations dans le visible et comparaison avec les observations radio. Thèse de Doctorat, Université Paris VII.

Jorda, L. et Gutiérrez, P. (2002).

Rotational Properties of Cometary Nuclei. *Earth Moon and Planets*, **89** :135–160.

Jorda, L., Rembor, K., Lecacheux, J., Colom, P., Colas, F., Frappa, E., et Lara, L. M. (1999).

The Rotational Parameters of Hale-Bopp (C/1995 O1) from Observations of the Dust Jets at Pic du Midi Observatory. *Earth Moon & Planets*, **77** :167–180.

Kidger, M. R. (1999).

Dust Activity in Comet Hale-Bopp. *Earth Moon & Planets*, **79** :79–102.

Klavetter, J. J. et A'Hearn, M. F. (1994).

An extended source for CN jets in Comet P/Halley. *Icarus*, **107** :322–334.

Kraus, J. D. (1966).

Radio astronomy. McGraw-Hill.

Laffont, C. (1998).

Etude d'émissions gazeuses dans les régions internes des trois comètes : Halley, C/1996 B2 Hyakutake et C/1995 O1 Hale-Bopp. Thèse de Doctorat, Université Paris VI.

Lamy, Ph., Jorda, L., Toth, I., Groussin, O., A'Hearn, M. F., et Weaver, H. A. (1999).

Characterization of the nucleus of comet Hale-Bopp from HST and ISO observations. *Bull. Amer. Astron. Soc.*, **31** :1116.

Lang, K. R. (1974).

Astrophysical Formulae. Springer-Verlag.

Lederer, S. M. et Campins, H. (2002).

Evidence for chemical heterogeneity in the nucleus of C/1995 O1 (Hale-Bopp). *Earth Moon & Planets*, **90** :381–389.

Lederer, S. M., Campins, H., Osip, D. J., et Schleicher, D. G. (1999).

Gaseous Jets in Comet Hale-Bopp (1995 O1). *Earth Moon & Planets*, **78** :131–136.

Licandro, J., Bellot Rubio, L. R., Boehnhardt, H., Casas, R., Goetz, B., Gomez, A., Jorda, L., Kidger, M. R., Osip, D., Sabalisk, N., Santos, P., Serr-Ricart, M., Tozzi, G. P., et West, R. (1998).

The Rotation Period of C/1995 O1 (Hale-Bopp). *Astrophysical Journal Letters*, **501** :L221–L225.

Licandro, J., Bellot Rubio, L. R., Casas, R., Gómez, A., Kidger, M. R., Sabalisk, N., Santos-Sanz, P., Serr-Ricart, M., Torres-Chico, R., Oscoz, A., Jorda, L., et Denicolo, G. (1999).

The Spin Axis Position of C/1995 O1 (Hale-Bopp). *Earth Moon & Planets*, **77** :199–206.

Lucas, R. (1999a).

Continuum and Line Interferometer Calibration. IRAM.

<http://www.iram.fr/IRAMFR/GS/clic/clic.html>.

Lucas, R. (1999b).

Mapping CookBook. IRAM.

<http://www.iram.fr/IRAMFR/GS/mapping/mapping.html>.

Lucas, R. (2000).

Bandpass and Phase Calibration. Dans *Proceedings from IRAM Millimeter Interferometry Summer School 2*, pages 105–116. Institut de Radio Astronomie Millimétrique.

Luu, J. X. et Jewitt, D. C. (2002).

Kuiper Belt Objects : Relics from the Accretion Disk of the Sun. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, **40** :63–101.

Meier, R., Eberhardt, P., Krankowsky, D., et Hodges, R. R. (1993).

The extended formaldehyde source in comet P/Halley. *Astronomy & Astrophysics*, **277** :677–690.

Metchev, S. et Luu, J. (1998).

??? Dans *1st International Conference on Hale-Bopp*, Puerto de La Cruz, Tenerife, Spain.

Mizrahi, G. (1998).

Observation en interférométrie millimétrique des molécules CH₃OH et CS dans la comète Hale-Bopp. Mémoire de DEA, Universités de Paris VII-Paris XI.

Neri, R. (2000).

The Plateau de Bure Interferometer. Dans *Proceedings from IRAM Millimeter Interferometry Summer School 2*, pages 99–108. Institut de Radio Astronomie Millimétrique.

Oort, J. H. (1950).

The structure of the cloud of comets surrounding the Solar System and a hypothesis concerning its origin. *Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands*, **11** :91–110.

Ortiz, J. L. et Rodríguez, E. (1999).

The Rotation Of Comet C/1995 O1 Hale-Bopp From Inner Coma Photometry. *Earth Moon & Planets*, **77** :207–215.

Palmer, P., de Pater, I., et Snyder, L. E. (1989).

VLA observations of the OH emission from Comet Wilson (1986) - The value of high resolution in both spatial and velocity coordinates. *Astronomical Journal*, **97** :1791–1797.

Palmer, P., de Pater, I., et Snyder, L. E. (1992a).

VLA Observations of OH in Comet Shoemaker-Levy (1991 A1). *Bull. Amer. Astron. Soc.*, **24** :999.

Palmer, P., Snyder, L. E., et de Pater, I. (1992b).

Radio Interferometric Observations of Cometary Molecules. Dans Kluwer, éditeur, *IAU Symp. 150 : Astrochemistry of Cosmic Phenomena*, volume 150, pages 441–442.

Perley, R. A., Schwab, F. R., et Bridle, A. H. (1989).

Synthesis Imaging in Radio Astronomy. Astronomical Society of the Pacific.

Pickett, H. M., Poynter, R. L., Cohen, E. A., Delitsky, M. L., Pearson, J. C., et Muller, H. S. P. (1998).

Submillimeter, Millimeter, and Microwave Spectral Line Catalog. *J. Quant. Spectrosc. & Rad. Transfer*, **60** :883–890. (base de données disponible sur le web <http://spec.jpl.nasa.gov/>).

Rohlfs, K. et Wilson, T. L. (2000).

Tools of Radio Astronomy. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, Astronomy & Astrophysics Library.

Ryle, M. et Hewish, A. (1960).

The synthesis of large radio telescopes. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, pages 220–230.

Sarmecanic, J. R., Osip, D. J., Lederer, S. M., Fomenkova, M. N., et Jones, B. (1997).

Constraints on the nucleus and dust of comet Hale-Bopp. *Bull. Amer. Astron. Soc.*, **29** :1034.

Sekanina, Z. et Boehnhardt, H. (1999).

Dust Morphology Of Comet Hale-Bopp (C/1995 O1). II. Introduction Of A Working Model. *Earth Moon & Planets*, **78** :313–319.

Sekanina, Z., Bohnhardt, H., Womack, M., Faith, D., Festou, M. C., Slater, D., et Stern, S. A. (1997).

Comet C/1995 O1 (Hale-Bopp). *IAU Circular*, **6542**.

Shu, F. H., Adams, F. C., et Lizano, S. (1987).

Star formation in molecular clouds - Observation and theory. *Annual review of astronomy and astrophysics*, **25** :23–81.

Snyder, L. E., Veal, J. M., Woodney, L. M., Wright, M. C. H., Palmer, P., A'Hearn, M. F., Kuan, Y.-J., de Pater, I., et Forster, J. R. (2001).

BIMA Array Photodissociation Measurements of HCN and CS in Comet Hale-Bopp (C/1995 O1). *Astronomical Journal*, **121** :1147–1154.

Stern, S. A. et Weissman, P. R. (2001).

Rapid collisional evolution of comets during the formation of the Oort cloud. *Nature*, **409** :589–591.

Thompson, A. R., Moran, J. M., et Swenson, G. W. (1991).

Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy. Krieger Publishing Company, Malabar, Florida.

Turner, B. E. (1974).

Detection of OH at 18-centimeter Wavelength in Comet Kohoutek (1973f). *Astrophysical Journal*, **189** :L137–L139.

Vasundhara, R. et Chakraborty, P. (1999).

Modeling of Jets from Comet Hale-Bopp (C/1995 O1) : Observations from the Vainu Bappu Observatory. *Icarus*, **140** :221–230.

Veal, J. M., Snyder, L. E., Wright, M., Woodney, L. M., Palmer, P., Forster, J. R., de Pater, I., A'Hearn, M. F., et Kuan, Y.-J. (2000).

An Interferometric Study of HCN in Comet Hale-Bopp (C/1995 O1). *Astronomical Journal*, **119** :1498–1511.

Warell, J., Lagerkvist, C.-I., et Lagerros, J. S. V. (1999).

Dust continuum imaging of C/1995 O1 (Hale-Bopp) : Rotation period and dust outflow velocity. *Astronomy & Astrophysics Supplement Series*, **136** :245–256.

Weaver, H. A., Brooke, T. Y., Chin, G., Kim, S. J., Bockelée-Morvan, D., et Davies, J. K. (1999).

Infrared Spectroscopy of Comet Hale-Bopp. *Earth Moon and Planets*, **78** :71–80.

Weisstein, E. W. (2002).

Eric Weisstein's World of Physics.

<http://scienceworld.wolfram.com>.

Whipple, F. L. (1950).

A comet model. I. The acceleration of Comet Encke. *Astrophysical Journal*, **111** :375–394.

Wink, J., Bockelée-Morvan, D., Despois, D., Colom, P., Biver, N., Crovisier, J., Gérard, E., Lellouch, E., Davies, J. K., Dent, W. R. F., et Jorda, L. (1999a).

Evidences for extended sources and temporal modulations in molecular observations of C/1995 O1 (Hale-Bopp) at the IRAM interferometer. *Earth Moon & Planets*, **78** :63–63.

Wink, J. E., Altenhoff, W. J., Biegging, J., Butler, B., Butner, H., Haslam, C. G. T., Kreysa, E., Martin, R., Mauersberger, R., McMullin, J., Muders, D., Peters, W., Schmidt, J., Schraml, J. B., Sievers, A., Stumpff, P., von Kapp-Herr, A., Thum, C., et Zylka, R. (1999b).

Coordinated Observations of Comet Hale-Bopp between 32 and 860 GHz. *Earth Moon & Planets*, **77** :165.

Woodney, L. M., A'Hearn, M. F., Schleicher, D. G., Farnham, T. L., McMullin, J. P., Wright, M. C. H., Veal, J. M., Snyder, L. E., de Pater, I., Forster, J. R., Palmer, P., Kuan, Y.-J., Williams, W. R., Cheung, C. C., et Smith, B. R. (2002).

Morphology of HCN and CN in Comet Hale-Bopp (1995 O1). *Icarus*, **157** :193–204.

Wright, M. C. H., de Pater, I., Forster, J. R., Palmer, P., Snyder, L. E., Veal, J. M., A'Hearn, M. F., Woodney, L. M., Jackson, W. M., Kuan, Y.-J., et Lovell, A. J. (1998).

Mosaicked Images and Spectra of $J = 1 \rightarrow 0$ HCN and HCO^+ Emission from Comet Hale-Bopp (1995 O1). *Astronomical Journal*, **116** :3018–3028.

Yeomans, D. K. (1991).

Comets. A chronological history of observation, science, myth, and folklore. New York : Wiley, 1991.

Publications

Journaux à comité de lecture

Biver, N., Bockelée-Morvan, D., Colom, P., Crovisier, J., Henry, F., Lellouch, E., Winnberg, A., Johansson, L. E. B., Gunnarsson, M., Rickman, H., Rantakyö, F., Davies, J. K., Dent, W. R. F., Paubert, G., Moreno, R., Wink, J., Despois, D., Benford, D. J., Gardner, M., Lis, D. C., Mehninger, D., Phillips, T. G., et Rauer, H. (2002a).

The 1995-2002 Long-Term Monitoring of Comet C/1995 O1 (HALE-BOPP) at Radio Wavelength. *Earth Moon and Planets*, **90** :5–14.

Biver, N., Bockelée-Morvan, D., Crovisier, J., Colom, P., Henry, F., Moreno, R., Paubert, G., Despois, D., et Lis, D. C. (2002b).

Chemical Composition Diversity Among 24 Comets Observed At Radio Wavelengths. *Earth Moon and Planets*, **90** :323–333.

Biver, N., Bockelée-Morvan, D., Crovisier, J., Henry, F., Davies, J. K., Matthews, H. E., Colom, P., Gérard, E., Lis, D. C., Phillips, T. G., Rantakyö, F., Haikala, L., et Weaver, H. A. (2000).

Spectroscopic Observations of Comet C/1999 H1 (Lee) with the SEST, JCMT, CSO, IRAM, and Nançay Radio Telescopes. *Astronomical Journal*, **120** :1554–1570.

Bockelée-Morvan, D., Biver, N., Colom, P., Crovisier, J., Festou, M. C., Henry, F., Lecacheux, A., et Weaver, H. A. (2002).

Radio Investigations Of 19p/Borrelly In Support To The Deep Space 1 Flyby. *Earth Moon and Planets*, **90** :459–461.

Bockelée-Morvan, D., Biver, N., Moreno, R., Colom, P., Crovisier, J., Gérard, É., Henry, F., Lis, D. C., Matthews, H., Weaver, H. A., Womack, M., et Festou, M. C. (2001).

Outgassing Behavior and Composition of Comet C/1999 S4 (LINEAR) During Its Disruption. *Science*, **292** :1339–1343.

Bockelée-Morvan, D., Biver, N., Colom, P., Crovisier, J., Henry, F., Lecacheux, A., Davies, J. K., Dent, W. R. F., et Weaver, H. A. (2003).

The outgassing and composition of comet 19P/Borrelly from radio observations. *Icarus*. (*in press*).

Gunnarsson, M., Bockelée-Morvan, D., Winnberg, A., Rickman, H., Crovisier, J., Biver, N., Colom, P., Davies, J. K., Despois, D., Henry, F., Johansson, L. E. B., Moreno, R., Paubert, G., et Rantakyro, F. T. (2003).

Production and kinematics of CO in comet C/1995 O1 (Hale-Bopp) at large post-perihelion distances. *Astronomy & Astrophysics*, **402** :383–393.

Henry, F., Bockelée-Morvan, D., Crovisier, J., et Wink, J. (2002).

Observations of Rotating Jets of Carbon Monoxide in Comet Hale-Bopp with the Iram Interferometer. *Earth Moon and Planets*, **90** :57–60.

Henry, F., Bockelée-Morvan, D., Crovisier, J., et Wink, J. (2003).

Observations of carbon monoxide rotating jets in comet Hale-Bopp with the Plateau de Bure Interferometer. *Astronomy & Astrophysics*. (to be submitted soon).

Henry, F., Crovisier, J., Bockelée-Morvan, D., Rauer, H., et Lis, D. (2001).

Radio Observations of Ions in Comet Hale-Bopp. *Astrophysics & Space Science*, **277** :303–304.

Communications

Biver, N., Bockelée-Morvan, D., Colom, P., Crovisier, J., Gérard, E., Henry, F., Moreno, R., Lis, D. C., Matthews, H. E., Bauer, J., et Despois, D. (2000).

The Fate of Comet C/1999 S4 (LINEAR) at Radio Wavelengths. *Bull. Amer. Astron. Soc.*, **32** :1074.

Biver, N., Bockelée-Morvan, D., Colom, P., Crovisier, J., Henry, F., Lellouch, E., Winnberg, A., Johansson, L., Gunnarsson, M., Rickman, H., Rantakyro, F., Davies, J., Dent, W., Paubert, G., Moreno, R., Wink, J., Despois, D., Benford, D., Gardner, M., Lis, D., Mehringer, D., Phillips, T., et Rauer, H. (2002a).

The 1995-2002 long-term monitoring of comet C/1995 O1 (Hale-Bopp) at radio wavelengths. Dans *IAU Colloquium 186 : Cometary Science after Hale-Bopp*, Puerto de La Cruz, Tenerife, Spain.

Biver, N., Bockelée-Morvan, D., Crovisier, J., Colom, P., Henry, F., Moreno, R., Paubert, G., Despois, D., et Lis, D. (2002b).

Chemical composition diversity among 24 comets observed at radio wavelengths. Dans *IAU Colloquium 186 : Cometary Science after Hale-Bopp*, Puerto de La Cruz, Tenerife, Spain.

Biver, N., Winnberg, A., Bockelée-Morvan, D., Colom, P., Crovisier, J., Henry, F., Lellouch, E., Rantakyro, F., Davies, J., Gunnarsson, M., Rickman, H., Moreno, R., Paubert, G., Despois, D., et Rauer, H. (1999).

Post-perihelion observations of the distant gaseous activity of comet C/1995 O1 (Hale-Bopp) with the Swedish-ESO Submillimetre Telescope (SEST). Dans *Asteroids, Comets, Meteors*, Cornell University, Ithaca, NY.

Bockelée-Morvan, D., Biver, N., Colom, P., Crovisier, J., Festou, M., Henry, F., Lecacheux, A., et Weaver, H. (2002).

Radio investigations of 19P/Borrelly in support to Deep Space 1 flyby. Dans *IAU Colloquium 186 : Cometary Science after Hale-Bopp*, Puerto de La Cruz, Tenerife, Spain.

Bockelée-Morvan, D., Biver, N., Colom, P., Crovisier, J., Gerard, E., Henry, F., Davies, J. K., Matthews, H., Lis, D. C., Phillips, T. G., Rantakyro, F., et Weaver, H. (1999).

The composition of comet C/1999H1 (Lee) from radio observations. *Bull. Amer. Astron. Soc.*, **31** :1097.

Crovisier, J., Biver, N., Moreno, R., Lis, D. C., Bockelée-Morvan, D., Womack, M., Colom, P., Henry, F., Lecacheux, A., Paubert, G., Despois, D., et Weaver, H. A. (2001).

Spectroscopic Investigation of Comets C/1999 T1 (McNaught-Hartley) and C/2001 A2 (LINEAR) at Radio Wavelengths : Evidence for Chemical Diversity. *Bull. Amer. Astron. Soc.*, **33** :1121.

Crovisier, J., Colom, P., Gérard, É., Bockelée-Morvan, D., Henry, F., Lecacheux, A., et Biver, N. (2002).

Observations of the OH radio lines of comets with the recently upgraded Nançay radio telescope. *Asteroids Comets Meteors, ESA SP-500*, pages 695–688.

Henry, F., Bockelée-Morvan, D., Crovisier, J., et Wink, J. (2000a).

Observations of Comet C/1995 O1 Hale-Bopp with the Plateau de Bure Interferometer. Dans *IRAM Millimetric Interferometry Summer School 2*, Grenoble, France.

Henry, F., Bockelée-Morvan, D., Crovisier, J., et Wink, J. (2000b).

Radio Interferometric Observations of Rotating CO Jets in Comet C/1995 O1 Hale-Bopp. *Bull. Amer. Astron. Soc.*, **32** :1073.

Henry, F., Bockelée-Morvan, D., Crovisier, J., et Wink, J. (2002a).

Carbon Monoxide rotating Jets in Comet Hale-Bopp observed with the Plateau de Bure Interferometer. Dans *Asteroids Comets Meteors Meeting*, Technical University Berlin.

Henry, F., Bockelée-Morvan, D., Crovisier, J., et Wink, J. (2002b).

Observations of rotating jets of carbon monoxide in comet Hale-Bopp with the IRAM Interferometer. Dans *IAU Colloquium 186 : Cometary Science after Hale-Bopp*, Puerto de La Cruz, Tenerife, Spain.

Autres

Biver, N., Bockelée-Morvan, D., Colom, P., Crovisier, J., Gerard, E., Henry, F., Davies, J. K., Matthews, H. E., Lis, D. C., Phillips, T. G., Sievers, A., Teyssier, D., Haikala, L., Nyman, L., Rantakyro, F., et Weaver, H. (1999).

Comet C/1999 H1 (Lee). *IAU Circular*, **7203**.